

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

CONCEPTION ET VALIDATION
EXPÉRIMENTALE D'UNE SOURCE
TONALE À FORT NIVEAU SONORE
SOUS ÉCOULEMENT BASÉE SUR LA
MODÉLISATION PAR SURFACE
ÉQUIVALENTE D'UN HAPS

Thèse de doctorat
Spécialité : génie mécanique

Ambre ALLARD

Sherbrooke (Québec) Canada

Décembre 2020

MEMBRES DU JURY

Noureddine ATALLA

Directeur

Philippe MICHEAU

Codirecteur

Nicolas QUAEGERBEUR

Évaluateur

Étienne POULIN

Évaluateur

Vincent CAILLÉ

Évaluateur

RÉSUMÉ

Les moteurs à combustion interne entraînent la production de forts niveaux sonores. La réduction de ces forts niveaux passe par l'utilisation de silencieux, intégrés à la ligne d'échappement. Le comportement de ces dispositifs de réduction de bruit n'est cependant pas linéaire en présence de forts niveaux sonores et/ou d'écoulement. Les modèles classiques ne permettent donc pas de caractériser convenablement leurs performances. Il est donc indispensable de pouvoir caractériser leurs performances simplement, dans le cadre d'un laboratoire, sans avoir recours à des méthodes complexes, coûteuses telles que le recours à l'utilisation d'un banc moteur.

Le travail présenté ici s'inscrit dans le cadre du développement d'une source sonore capable de recréer des niveaux de pression acoustique élevés combinés à la présence d'un écoulement d'air, semblables à ceux présents dans la ligne d'échappement d'un moteur à combustion interne. Cette source, intégrée à un banc d'essai sous écoulement, permettra de caractériser les performances de silencieux et traitements acoustiques sous des niveaux de pression et d'écoulement semblables à ceux pouvant être affrontés lors de leur utilisation. Les phénomènes non-linéaires pouvant intervenir seront alors pris en compte lors de la caractérisation expérimentale.

Afin de concevoir cette source, des modèles analytiques sont développés puis validés à l'aide d'un modèle numérique. Suite à cela, une validation expérimentale, effectuée sur une source électropneumatique existante est réalisée.

Ce travail de modélisation permet de dimensionner la nouvelle source à concevoir dans l'objectif de pouvoir recréer fidèlement les niveaux de bruit et d'écoulement attendus tout en limitant la distorsion harmonique de l'onde générée par la source. Suite à cela, une étude prédictive réalisée à l'aide des modèles analytique et numérique est réalisée afin de valider le dimensionnement.

Une campagne d'essais expérimentaux est ensuite mise en place. Un protocole de test est mis en place afin de balayer l'ensemble des plages de travail de la nouvelle source. Suite à cela, une investigation de différentes méthodes de traitement de données est réalisée afin de pouvoir caractériser expérimentalement la nouvelle source conçue.

Les résultats de cette campagne d'essais expérimentaux sont finalement présentés. Ils démontrent que cette nouvelle source répond aux attentes concernant le niveau de bruit généré, la vitesse de l'écoulement ainsi que la distorsion harmonique de l'onde.

Mots-clés : Fort niveau - Source électropneumatique - Écoulement pulsé

C'est pas moi qui explique mal,
c'est les autres qui sont ****
Perceval de Galles,
(Kaamelott, Livre IV, "L'Inspiration")

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de recherche Nouredine Atalla pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant de diriger mes travaux au doctorat. Je souhaite aussi remercier mon co-directeur Philippe Micheau pour son aide, sa patience et sa disponibilité sans faille tout au long de ce parcours. Je remercie aussi Étienne Poulin, Nicolas Quaegebeur et Vincent Caillé pour avoir accepté de lire et évaluer ce travail. Merci à Olivier Robin pour ses nombreux conseils et sa disponibilité pour secourir les étudiants en perdition lors de campagnes d'essais. Un gros merci à Patrick Lévesque pour le travail réalisé sur la production de toutes les pièces réalisées ces trois dernières années. Merci aussi à Michel Pépin pour son aide lors de la mise en fonction du montage expérimental et ce malgré toutes les difficultés techniques rencontrées.

Pour l'ensemble des étudiants et stagiaires qui ont su transformer ce parcours en une véritable aventure, merci. Merci (ou plutôt félicitations), à Julien de m'avoir supportée pendant plus de trois ans et pour avoir relu un nombre incalculable de mails et répondu à d'innombrables questions techniques/scientifiques et bien souvent stupides ! Merci Patrick pour ta bonne humeur, ton soutien et ton écoute, Louis pour tout le travail de relecture ainsi que pour les Memes débiles et photos de chat, indispensable à ma survie en période de rédaction. Merci à Audrey pour avoir su égayer le labo (avec de si belles peintures). Merci aussi à Pierre, Clément G., Chris, Sam et tous les autres pour ces bons moments passés avec vous. Je remercie également Angélique et Christophe de la Mare au Diable pour tous ces samedis après-midi qui ont permis de transformer une bande de collègues en de véritables amis.

Je terminerais par remercier ceux sans qui tout cela n'aurait pas été possible. Tout d'abord, merci Clément, pour m'avoir endurée pendant tout ce temps. Pour avoir su m'écouter quand rien ne se passait comme prévu et pour avoir su te réjouir avec moi quand les résultats étaient au rendez-vous ! J'aime bien vous.

Je réserve aussi une grosse papouille et un high five 🐾 pour Gimli alias. Michel, la vitesse, Iou, Hervé le pâté, 'nimal (et BIM une troisième apparition dans une thèse !).

Pour finir je souhaite particulièrement remercier mon petit frère et mes parents sans qui je ne serais pas là aujourd'hui. C'est grâce à vous si j'en suis là aujourd'hui. Merci pour votre soutien, votre écoute inconditionnelle et votre présence malgré les kilomètres. Je vous aime.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Mise en contexte et problématique	1
1.2	Définition et objectifs du projet de recherche	2
1.3	Contributions originales	3
1.4	Plan du document	3
2	ÉTAT DE L'ART	5
2.1	Introduction	5
2.2	Propagation du bruit en conduit	5
2.2.1	Propagation sans écoulement	6
2.2.2	Propagation avec écoulement	10
2.2.2.1	Sans amortissement	10
2.2.2.2	Avec amortissement	12
2.3	Modélisation des terminaisons	16
2.3.1	Terminaison anéchoïque	16
2.3.2	Rayonnement	16
2.4	Acoustique non linéaire	18
2.5	Silencieux et caractéristiques associées	21
2.5.1	Différence de niveau	21
2.5.2	Pertes par insertion	22
2.5.3	Pertes par transmission	22
2.6	Sources électropneumatiques	24
2.6.1	Technologies	25
2.6.2	Modèles analytiques	29
2.6.2.1	Haut-parleur pneumatique	29
2.6.2.2	Pertes de charges fluctuantes	31
2.7	Conclusion	32
3	MODELISATION D'UNE SOURCE ELECTROPNEUMATIQUE	35
3.1	Introduction	35
3.2	Modélisation analytique	35
3.2.1	La source	35
3.2.1.1	Modèle sonique	36
3.2.1.2	Modèle subsonique	38
3.2.2	La ligne de transmission	40
3.3	Validation numérique	43
3.3.1	Validation numérique du modèle sonique	44
3.3.1.1	Impact de la pression d'alimentation, p_0	44
3.3.1.2	Impact de la surface moyenne, \bar{A}_1	46
3.3.1.3	Impact du ratio des surfaces, $\frac{\bar{A}_1}{A_1}$	46
3.3.1.4	Impact de la localisation du capteur de pression, l_{23}	48

3.3.2	Validation numérique du modèle subsonique	48
3.3.2.1	Impact de la pression d'alimentation, p_0	48
3.3.2.2	Impact de la surface moyenne, \bar{A}_1	51
3.3.2.3	Impact du ratio des surfaces, $\frac{\bar{A}_1}{A_1}$	51
3.3.2.4	Impact de la localisation du capteur de pression, l_{23}	55
3.4	Validation expérimentale	55
3.4.1	Montage expérimental	55
3.4.2	Méthode expérimentale	57
3.4.3	Résultats expérimentaux et comparaison aux modèles	58
3.4.3.1	Modèle sonique	59
3.4.3.2	Modèle subsonique	63
3.5	Conclusion	63
4	CONCEPTION DE LA NOUVELLE SOURCE	65
4.1	Introduction	65
4.2	Cahier des charges	65
4.3	Conception de la source	66
4.3.1	Nombre de motifs	67
4.3.2	Écoulement moyen	70
4.3.3	Optimisation du profil de disque	71
4.4	Prédictions de performances	73
4.4.1	Caractéristiques de la source	73
4.4.2	Vitesse de l'écoulement moyen	74
4.4.3	Niveau acoustique	75
4.4.4	Distorsion harmonique	77
4.5	Conclusion	82
5	MÉTHODOLOGIE DE VALIDATION EXPÉRIMENTALE DE LA SOURCE	83
5.1	Introduction	83
5.2	Matériel	85
5.2.1	Source électropneumatique	85
5.2.1.1	Fabrication	85
5.2.1.2	Motorisation	86
5.2.1.3	Contrôle	86
5.2.1.4	Étanchéité	86
5.2.2	Banc de test avec écoulement	87
5.3	Protocole expérimental	91
5.3.1	Calibration offset de phase	91
5.3.2	Réglage de la pression d'alimentation	91
5.3.3	Réglage de la vitesse de rotation $f_r(t)$	91
5.4	Contrôle	92
5.5	Traitement des données	94
5.5.1	Débit massique	94
5.5.2	Onde acoustique	94
5.5.2.1	Méthode d'estimation des fonctions de transfert	96

5.5.2.2	Démodulation des signaux temporels	97
5.5.2.3	Analyse d'ordre à l'aide de Vold-Kalman	98
5.5.2.4	Taux de distorsion	99
5.6	Comparaison et validation des méthodes de traitement des signaux micro- phoniques	101
5.6.1	Création des signaux de pression temporels	101
5.7	Conclusion	120
6	RÉSULTATS DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET DISCUSSION	123
6.1	Plages de fonctionnement testées	123
6.1.1	Fréquence	123
6.1.2	Ensembles testés	124
6.1.3	Pression d'alimentation	124
6.2	Résultats expérimentaux	125
6.2.1	Écoulement moyen	125
6.2.1.1	Débit massique	125
6.2.1.2	Nombre de Mach	126
6.2.2	Niveau acoustique	127
6.2.2.1	Impact du choix de l'ensemble disque / diaphragme	127
6.2.2.2	Impact de la pression d'alimentation	128
6.2.3	Analyse de la configuration extrême :	
	Disque n°2 / diaphragme n°2 avec $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa	131
6.2.4	Distorsion harmonique	133
6.2.4.1	Impact du choix d'ensemble disque / diaphragme	133
6.2.4.2	Impact de la pression d'alimentation	134
6.2.4.3	Reconstruction de l'onde	135
6.3	Comparaison aux modèles	136
6.3.1	Nombre de Mach	136
6.3.2	Prise en compte des fuites	138
6.3.3	Niveau acoustique	140
6.3.4	Analyse du cas disque n°0 / diaphragme n°0 - Ajout de la prise en compte des fuites	143
6.4	Conclusion	144
7	CONCLUSION	147
A	Codes Matlab	151
A.1	Optimisation du profil de disque	151
A.2	Modeles analytiques	153
B	Documentation technique	159
B.1	Documentation du moteur	160
B.2	Plan de la source	162
B.3	Informations sur le compresseur	163
	LISTE DES RÉFÉRENCES	165

LISTE DES FIGURES

1.1	Répartition des tâches du projet dXbel (V/A = Vibrations/Acoustique) . .	2
2.1	Vue en coupe : Onde plane se propageant dans un conduit à section circulaire	7
2.2	Représentation d'une source de pression reliée à une charge acoustique d'impédance Z_L	9
2.3	Représentation d'une ligne acoustique comprenant n quadripôles acoustiques reliant une source acoustique (P_s, Z_s) à une terminaison Z_t [1] . . .	9
2.4	Vue en coupe : Onde plane se propageant dans un conduit à section circulaire avec un écoulement moyen.	11
2.5	Comparaison des nombres d'onde suivant les différents modèles d'amortissement pour $M = 0.2$	15
2.6	Schéma du rayonnement d'un conduit ouvert	17
2.7	Évolution de l'onde de pression acoustique lors d'une propagation non-linéaire (onde plane) [2]	19
2.8	Évolution de l'amplitude des harmoniques relativement à celle de la composante fondamentale en fonction de la distance de propagation de l'onde [3]	20
2.9	Illustration des pressions entrantes et sortantes du silencieux	22
2.10	Schéma de la méthode de décomposition	23
2.11	Schéma de la méthode à deux charges	24
2.12	Un membre de la patrouille de défense civile utilisant la sirène de raid aérien Victory Bell à New-York [4]	25
2.13	Dispositif de test Wyle (WAS 3000 couplée à une chambre réverbérante) [5]	26
2.14	Chambre réverbérante de la NASA Reverberant Test Facility (RATF). [6]	26
2.15	Volet oscillant au sein d'une ligne d'échappement [7]	27
2.16	Schéma du HAPS (inspiré de [8])	28
2.17	Source électropneumatique à pression d'alimentation symétrique [9]	29
2.18	Source simplifiée issue du modèle de Chapman et Glendinning [10]	30
2.19	Exemple de coefficient de contraction en fonction du type d'orifice considéré [11]	31
2.20	Représentation de la source en utilisant le formalisme des pertes de charges fluctuantes	31
3.1	Source simplifiée issue du modèle de Chapman et Glendinning [10]	36
3.2	Représentation électroacoustique de la source débitant dans une charge acoustique d'impédance Z_{eq}	41
3.3	Impédance de la charge acoustique pour un conduit de longueur : 254 mm avec une terminaison non-bafflée pour un nombre de Mach : $M=0.017$	42
3.4	Modèle électro-acoustique de la source et du conduit instrumenté	43
3.5	Modèle de la source simplifiée sur GT Power (Figure.3.1)	44

3.6	Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et le modèle numérique GT Power avec : $l_{23} = 107$ mm, $\bar{A}_1 = 5$ mm ² , $\tilde{A}_1 = 10$ % \bar{A}_1 .	45
3.7	Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et le modèle numérique GT Power avec : $l_{23} = 107$ mm, $p_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG), $\tilde{A}_1 = 10$ % \bar{A}_1 .	47
3.8	Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et le modèle numérique GT Power avec : $l_{23} = 107$ mm, $p_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG), $\bar{A}_1 = 5$ mm ² .	49
3.9	Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et numérique GT Power avec : $p_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG), $\bar{A}_1 = 5$ mm ² , $\tilde{A}_1 = 10$ % \bar{A}_1 .	50
3.10	Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec : $l_{23} = 107$ mm, $\bar{A}_1 = 5$ mm ² , $\tilde{A}_1 = 10$ % \bar{A}_1 .	52
3.11	Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec : $l_{23} = 107$ mm, $\bar{A}_1 = 10$ % \bar{A}_1 , $\bar{p}_0 = 0.34 \times 10^5$ (5 PsiG)	53
3.12	Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec : $l_{23} = 107$ mm, $\bar{A}_1 = 5$ mm ² , $\bar{p}_0 = 0.34 \times 10^5$ (5 PsiG)	54
3.13	Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec : $\bar{p}_0 = 0.34 \times 10^5$ (5 PsiG), $\bar{A}_1 = 5$ mm ² , $\tilde{A}_1 = 50$ % \bar{A}_1 .	56
3.14	Schéma de la source électropneumatique au sein de la ligne	57
3.15	Photo du montage expérimental	57
3.16	Boucle à verrouillage de phase [12, 13]	58
3.17	Signal temporel et spectre en amplitude typiques ($\bar{p}_0 = 4.14 \times 10^5$ Pa (60 PsiG), Fréquence $f = 500$ Hz)	59
3.18	Comparaison entre le modèle analytique, numérique et les résultats expérimentaux	62
3.19	Comparaison entre le modèle analytique, numérique et les résultats expérimentaux - Capteur placé à $l = 107$ mm de la source	64
4.0	Méthode graphique reliant nombre de motif et taille du disque	69
4.1	Représentation en coordonnées polaires du disque face au diaphragme	72
4.2	Représentation des fonctions liées à l'orifice	72
4.3	Surface $A_1(t)$ pour les différents couples	74
4.4	Prédiction des nombres de Mach de l'écoulement moyen en fonction de la pression d'alimentation p_0 pour les différents ensembles disque/diaphragme et différents coefficients de contraction C_c	75
4.5	Modèle GT Power avec terminaison anéchoïque	76
4.6	Prédictions des niveaux de bruits en terminaison anéchoïque suivant le couple utilisé avec : $\bar{p}_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG), $l_{23} = 150$ mm	77
4.7	Prédictions des niveaux de bruits en terminaison anéchoïque en fonction de la pression d'alimentation p_0 avec : Disque n°0 - Diaphragme n°0, $l_{23} = 150$ mm	78

4.7	Taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale avec : $l_{23} = 10$ mm, $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa (30 PsiG)	80
4.8	Taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale avec : $l_{23} = 10$ mm, $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa (30 PsiG)	80
4.9	Taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale avec : Disque n°2 - Diaphragme n°2, $\bar{p}_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG)	81
5.1	Banc de test pour la validation de la source électropneumatique	84
5.2	Schéma de la source	85
5.3	Découpe au jet d'eau d'un disque (Université de Sherbrooke)	86
5.4	Salle du compresseur et des réservoirs	88
5.5	Filtres en sortie du compresseur	88
5.6	Valve de régulation placée en amont du banc d'essai	89
5.7	Débitmètre	90
5.8	Photo du montage du hacheur sur l'ensemble de banc d'écoulement	90
5.9	Protocole d'essais	92
5.10	Photo de la surface créée par l'ensemble disque / diaphragme n°1 durant le processus de calibration	93
5.11	Boucle à verrouillage de phase	93
5.12	Évolution du débit massique au cours d'un essai avec $p_0 = 40$ PsiG pour l'ensemble : Disque n°2 - Diaphragme n°2.	95
5.13	Génération de la porteuse pour l'ordre K	95
5.14	Modèle de la source tonale	96
5.15	Modèle de la source distordue	97
5.16	Schéma de la démodulation synchrone à l'ordre K	98
5.17	Prédiction en amplitude et phase du modèle analytique aux deux capteurs de pression.	102
5.18	Signaux temporels de pression simulés avec une source sinusoïdale	103
5.19	Comparaison entre la réponse en fréquence théorique et l'estimation faite à l'aide de <code>tfestimate</code>	104
5.20	Comparaison entre la réponse en fréquence théorique et l'estimation faite à l'aide de la démodulation synchrone	105
5.21	Comparaison entre la réponse en fréquence théorique et l'estimation faite à l'aide de l'analyse d'ordre avec le filtrage de Vold-Kalman	106
5.22	Allure des signaux d'entrée	107
5.23	Signaux temporels de pression simulés avec une source distordues	108
5.24	Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm avec la méthode d'estimation de la fonction de transfert	109
5.25	Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm avec la démodulation synchrone	110
5.26	Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm avec l'analyse d'ordre avec filtrage de Vold-Kalman	111
5.27	Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec la méthode d'estimation de la fonction de transfert	112

5.28	Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec la démodulation synchrone	113
5.29	Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec l'analyse d'ordre avec le filtrage de Vold-Kalman	114
5.30	Signal temporel de pression simulé avec une source distordue avec bruit blanc gaussien.	115
5.31	Estimation de l'amplitude de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec présence d'un bruit gaussien	116
5.32	Taux de distorsion harmonique et déphasage par rapport à la composante fondamentale au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm	118
5.33	Taux de distorsion harmonique et déphasage par rapport à la composante fondamentale au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm	119
5.34	Allure des signaux d'entrée	120
6.1	Évolution de la pression d'alimentation au cours d'un essai	125
6.2	Mesures du débit massique sous différentes pressions et configurations . . .	126
6.3	Nombre de Mach sous différentes pressions et configurations	127
6.4	Niveaux acoustiques mesurés expérimentalement suivant l'ensemble utilisé avec : $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	129
6.5	Niveaux acoustiques mesurés expérimentalement suivant la pression d'alimentation avec le disque n°0 et diaphragme n°0	130
6.6	Niveaux de pression au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	131
6.7	Taux de distorsion harmonique calculé à $l_{23} = 500$ mm avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	132
6.8	Taux de distorsion harmonique pour les différents ensembles avec $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG].	134
6.9	Taux de distorsion harmonique pour différentes pressions d'alimentation avec l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0	135
6.10	Allure des signaux de pression générés en fonction de la pression d'alimentation avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	136
6.11	Nombre de Mach sous différentes pressions et configurations	137
6.12	Schéma des fuites liées aux jeu de fonctionnement	138
6.13	Surfaces fluctuantes pour l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0, avec et sans prise en compte des fuites	139
6.14	Conséquences du choix de modélisation des fuites	139
6.15	Niveaux de bruit mesurés expérimentalement avec disque n°0 / diaphragme n°0 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	140
6.16	Niveaux de bruit mesurés expérimentalement avec disque n°0 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	141
6.17	Niveaux de bruit mesurés expérimentalement avec disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]	142

6.18	Niveaux de bruit mesurés expérimentalement suivant la pression d'alimentation avec le disque n°0 et diaphragme n°0 - Sans prise en compte des fuites	143
6.19	Niveaux de bruit mesurés expérimentalement suivant la pression d'alimentation avec le disque n°0 et diaphragme n°0 - Avec prise en compte des fuites	144

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Résumé de l'analogie électroacoustique [1]	8
3.1	Pression source et impédance interne pour différentes pressions d'alimentation	44
3.2	Pression source et impédance interne pour différentes surfaces moyennes	46
3.3	Pression source et impédance interne pour différents ratio de surfaces	48
3.4	Pression source et impédance interne pour différentes pressions d'alimentation	51
3.5	Pression source et impédance interne pour différentes surfaces moyennes	51
3.6	Pression source et impédance interne pour différents ratio de surfaces	55
3.7	Caractéristiques de la source expérimentale pour différentes pression d'alimentation	59
4.1	Dimensionnement des diaphragmes	70
4.2	Dimensionnement des disques - Coefficients de Fourier	73
4.3	Caractéristiques de la source pour $p_0 = 30$ PsiG	74
5.1	Composition du signal distordu	107
7.1	Résumé des essais et résultats expérimentaux	148

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
A, S	Surface (m ²)
c	Célérité du son (m/s)
D, R	Diamètre, rayon du conduit (m)
f	Fréquence (Hz)
F	Nombre adimensionnel de Froude
H	Fonction de transfert
k	Nombre d'onde (m ⁻¹)
l	Longueur, distance (m)
M	Nombre adimensionnel de Mach
p	Pression (Pa)
P_r	Nombre adimensionnel de Prandtl
P_s	Pression source (Pa)
q	Débit volumique (m ³ /s)
R_s	Impédance interne (m ⁻¹ s ⁻¹)
Re	Nombre adimensionnel de Reynolds
St	Nombre de Strouhal
t	Temps (s)
T	Température (°C)
u	Vitesse acoustique (m/s)
U	Vitesse d'écoulement (m/s)
Z_{c0}	Impédance caractéristique du conduit (m ⁻¹ s ⁻¹)
$Z_{L,r,t}$	Impédance de charge, rayonnement, terminale (m ⁻¹ s ⁻¹)
δ_{ac}	Couche limite acoustique (m)
δ_v	Couche limite visqueuse (m)
γ	Indice adiabatique
λ	Coefficient adimensionnel de perte de charge
μ	Viscosité dynamique (kg/(m.s))
ν	Débit massique (kg/s)
ν_c	Viscosité cinématique (m/s ²)
ρ	Masse volumique (kg/m ³)
ω	Vitesse de rotation (rad/s)
θ, σ	Angle (°)
\tilde{x}	Amplitude de fluctuation de x
\bar{x}	Moyenne temporelle de x
$ x $	Module de x
$\partial y / \partial x$	Dérivée partielle de y par rapport à x

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
BRP	Bombardier Produits Récréatifs
CTA	Centre de Technologies Avancées
dB	Décibel
GAUS	Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke
HAPS	Harmonic Acoustic Pneumatic Source
RPM	Rotation par minute
SPL	Sound Pressure Level
UdeS	Université de Sherbrooke

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte et problématique

Au Canada, l'utilisation de véhicules récréatifs est très répandue et entraîne des retombées économiques importantes. De tels véhicules, sportifs et performants, engendrent des niveaux de bruit qui peuvent constituer une source de nuisances sonores pour les riverains. Les normes acoustiques associées sont de plus en plus sévères et obligent les constructeurs à réduire significativement le niveau de bruit de leurs véhicules. De plus, la signature sonore d'un véhicule joue un rôle non négligeable dans la perception que le client a du produit et de sa qualité. Suite à ces constatations, le projet dSkiBel a vu le jour et a permis la réalisation, en 2016, d'un prototype de motoneige plus silencieux que les modèles sur le marché. Afin de poursuivre dans cette dynamique visant à intégrer le comportement vibro-acoustique au sein du développement produit, BRP (Bombardier Recreational Products) souhaite améliorer cette démarche et l'étendre à l'ensemble de sa gamme.

C'est dans ce contexte qu'est né le projet dXbel. Mené conjointement par le CTA (Centre de Technologies Avancées), le GAUS (Groupe d'Acoustique de l'Université de Sherbrooke) et BRP (Bombardier Recreational Products), ce projet a pour objectif le développement et la validation d'une maquette virtuelle vibro-acoustique d'un véhicule. Cet outil numérique permettra de simuler le bruit de passage d'un véhicule BRP ainsi que le bruit perçu par l'opérateur lors de son utilisation. Cet outil permettra la mise en place d'outils d'ingénierie prédictive qui serviront à intégrer l'acoustique et la vibration dès les premières phases de conception de leurs produits. Le déploiement de ces outils mènera à des véhicules plus silencieux avec une signature sonore renforçant l'idée d'un produit haut de gamme, sportif et dynamique. L'intégration du comportement vibro-acoustique dans les premières phases de développement permettra de réduire considérablement le nombre d'itérations et de prototypes, limitant ainsi les coûts associés.

La réalisation de la maquette virtuelle dépend de la réalisation d'autres tâches comme indiqué sur la figure 1.1. Les véhicules étudiés seront scindés en différents sous-systèmes dans lesquels seront identifiés les sources et chemins de transmission vibro-acoustiques. Ces sous-systèmes feront aussi l'objet de simulations et de travaux d'optimisation. Des travaux seront effectués en parallèle pour mettre en œuvre des tests d'écoute de véhicule.

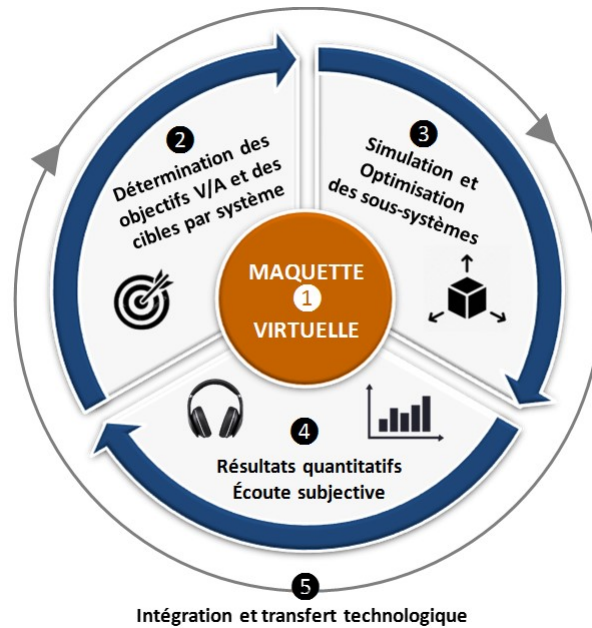


Figure 1.1 Répartition des tâches du projet dXbel
(V/A = Vibrations/Acoustique)

Ce doctorat s'intègre aux travaux effectués sur le développement d'un banc de test de pertes par transmission des silencieux d'échappement. Les niveaux sonores en amont d'un silencieux sont élevés, sur une large bande fréquentielle, l'écoulement d'air est très important et la température très élevée. Les conditions d'opération de la ligne d'échappement, et plus particulièrement des silencieux, sont donc critiques. Connaissant l'impact de la température sur le fonctionnement d'un silencieux, il n'est pas nécessaire de la reproduire expérimentalement. Ce nouveau dispositif expérimental devra donc permettre de tester des silencieux dans des conditions fidèles aux conditions d'opérations, à température ambiante. Le dispositif devra générer des niveaux acoustiques ainsi qu'un écoulement, semblables à ceux créés par un moteur deux-temps.

1.2 Définition et objectifs du projet de recherche

La section précédente amène à poser la question suivante : **Est-il possible de concevoir une source électropneumatique permettant de générer de forts niveaux sonores dans un conduit sous écoulement tout en prédisant l'amplitude et la phase de l'onde générée ?**

L'objectif principal du projet de recherche est de **développer, modéliser et valider une source de bruit électropneumatique** permettant de générer une onde acoustique

sinusoïdale contrôlable en amplitude, fréquence et phase.

Cette source devra répondre aux exigences du projet dXbel afin de pouvoir, suite à ces travaux, être utilisée comme la source de bruit indispensable à la caractérisation de dispositifs acoustiques sous forts niveaux et sous écoulement.

1.3 Contributions originales

Les contributions originales de ce travail sont les suivantes :

- Le développement et la validation d'un modèle analytique simple à l'aide d'un modèle numérique utilisant les équations de Navier-Stokes.
- La modélisation d'une source électropneumatique existante, composée d'une série de restrictions de surfaces fixes ou fluctuantes, sous la forme d'une unique surface fluctuante telle qu'utilisée dans les modèles analytiques.
- La mise en place d'une méthodologie de conception de source électropneumatique basée sur le modèle analytique développé.
- La validation expérimentale de la nouvelle source conçue.
- L'utilisation de la méthode d'analyse d'ordre de Vold-Kalman permettant le suivi des enveloppes complexes composant les signaux de pression mesurés tout en limitant l'impact du bruit de mesure.
- L'atteinte de niveaux acoustiques supérieurs à 180 décibels en tonal dans un conduit.
- La prédiction en amplitude et phase de l'onde acoustique générée à différents points du conduit instrumenté.
- La mise en place d'une technique d'analyse de la distorsion de l'onde générée par la source permettant dans recréer l'allure de l'onde acoustique émise, indépendamment de la réponse en fréquence de la charge acoustique.

1.4 Plan du document

Le document est organisé comme suit. À la suite de ce chapitre d'introduction, un état des connaissances est établi en chapitre 2. Les théories de modélisation de la propagation de bruit en conduit sont exposées dans un premier temps. Par la suite, la présence d'un écoulement moyen est étudiée et modélisée. Finalement, l'amortissement de l'onde est intégré à ces modèles de propagation en conduit, sous écoulement. Dans une seconde partie, les techniques classiques de caractérisation des silencieux sont abordées ainsi que les problématiques associées à leur utilisation sous fort niveau acoustique. Pour finir cet état de l'art est conclu par l'exposition des connaissances actuelles sur les sources élec-

tropneumatiques. Les différentes technologies existantes, leurs avantages et inconvénients sont résumés puis les modèles permettant de prédire le fonctionnement de ces sources sont aussi détaillés.

Le chapitre 3 détaille le travail de modélisation d’une source électropneumatique. La source est modélisée à l’aide de deux modèles analytiques. Les résultats de ces modélisations sont validés à l’aide d’un modèle numérique puis d’une étude expérimentale effectuée sur une source existante appelée *harmonic acoustic pneumatic source* (HAPS).

Le chapitre 4 détaille l’ensemble du travail de dimensionnement et validation préliminaire. Basées sur les résultats du chapitre de modélisation, les dimensions de la source sont fixées dans l’objectif de répondre au cahier des charges. La nouvelle source fait ensuite l’objet d’une validation préliminaire à l’aide des modèles analytiques et numérique.

Le chapitre 5 permet d’établir la méthodologie de validation expérimentale de la nouvelle source. L’ensemble du banc d’essai qui accueille la source pour les essais est détaillé. Le protocole d’essai ainsi que les stratégies de méthodes de traitement de données sont exposés et validés à l’aide de signaux temporels de pression créés théoriquement.

Finalement, le chapitre 6 compile l’ensemble des résultats expérimentaux obtenus lors des essais de validation expérimentale de la nouvelle source électropneumatique conçue. L’impact des différentes configurations testées sont exposés et vérifiés à la lumière des modèles établis précédemment.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

2.1 Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter les notions et les concepts qui sont utiles à la compréhension des différentes études permettant de répondre à la question de recherche exposée au chapitre 1.

La première partie est consacrée aux études sur les phénomènes entrant en jeu lors de la propagation d'une onde acoustique dans une ligne de transmission, semblable à la problématique rencontrée dans les lignes d'échappements. Pour débiter, la propagation d'une onde acoustique plane en conduit sera détaillée tout en présentant les modèles associés. L'impact d'un écoulement sera ensuite intégré et la prise en compte de la viscosité du fluide sera implémentée de façon à traiter d'un cas proche de la réalité. La modélisation associée à la terminaison de cette ligne de transmission sera définie avec et sans écoulement. La fin de cette partie sera consacrée à l'introduction de l'acoustique non-linéaire. En effet, la propagation d'une onde acoustique à fort niveau sonore induit des phénomènes non-linéaires qu'il sera nécessaire de définir.

La seconde partie de ce chapitre permettra de présenter les méthodes de caractérisation des silencieux et les problématiques rencontrées lors de ces essais de validation.

Pour finir, la dernière partie de ce chapitre détaillera l'état des connaissances actuelles sur les sources électropneumatiques. Les différentes technologies existantes, leur fonctionnement ainsi que leurs performances seront résumés. Différents modèles permettant de prédire les performances de ces sources seront présentés. Les hypothèses associées à chacun de ces modèles seront aussi détaillées. Ceci nous permettra de bien mettre en évidence les originalités de cette thèse.

2.2 Propagation du bruit en conduit

La modélisation d'une ligne d'échappement peut être abordée comme le cas particulier d'une onde acoustique se propageant dans un conduit dans lequel se trouve un écoulement [1]. Il est alors indispensable de connaître précisément les phénomènes à l'oeuvre dans la propagation d'une onde acoustique dans un conduit.

Selon cette approche, il est possible de construire un premier modèle approximatif (sans écoulement ni viscosité) avant d'ajouter graduellement des éléments permettant de complexifier les théories et donc de raffiner le modèle prédictif. Les guides d'ondes sont considérés comme parfaitement rigides, hypothèse largement valide dans le cas d'une ligne d'échappement classique [1].

L'approche classique de lignes par transmission se limite à une onde plane en conduit car les dimensions des conduits de lignes d'échappement et les plages de fréquences des véhicules ne permettent pas la propagation de modes supérieurs. En d'autres termes, le modèle d'onde plane est valide dans la plage de fréquences inférieures à la fréquence de coupure du conduit f_c , définie, pour un conduit cylindre comme suit (Eq.2.1) :

$$f_c = \frac{1.84c_0}{2\pi R} \quad (2.1)$$

Au-delà de cette fréquence, un nouveau régime de propagation apparaît où les propagations ne sont plus uniformes dans une section du guide d'onde. f_c dépend de la vitesse de propagation de l'onde acoustique c_0 et du rayon du guide d'onde R .

2.2.1 Propagation sans écoulement

La propagation d'une onde acoustique en conduit sans écoulement est équivalente à une onde plane, se propageant dans un milieu non-visqueux et stationnaire. La perturbation acoustique est constante sur l'ensemble d'une section de la conduite, autrement dit, chaque point d'une même section possède la même amplitude et la même phase. L'amplitude de cette perturbation est considérée comme faible afin de permettre l'application des principes de l'acoustique linéaire. La propagation de l'onde se fait dans la direction axiale de la conduite (Figure. 2.1). On notera ici :

- $\rho = \rho(\vec{x}, t)$: masse volumique du fluide au temps t et au point repéré par \vec{x} ,
- $u = u(\vec{x}, t)$: vitesse d'une particule fluide au temps t et au point repéré par \vec{x} ,
- $p = p(\vec{x}, t)$: pression au temps t et au point repéré par \vec{x} .

Ce problème est résumé à l'aide des trois lois de conservation :

- Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.2)$$

- Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \bar{\rho} \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

- Conservation de l'énergie

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\gamma(\bar{p} + p)}{\bar{\rho} + \rho} \quad (2.4)$$

Le système d'équation 2.2, 2.3 et 2.4 ainsi défini permet de mettre en place une unique équation, l'équation d'onde :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] p = 0 \quad (2.5)$$

Cette équation admet une solution dépendante du temps et de la position x dans le conduit, que l'on peut exprimer sous la forme :

$$p(x, t) = C_1 e^{j\omega(t-x/c_0)} + C_2 e^{j\omega(t+x/c_0)} \quad (2.6)$$

La première partie de l'équation 2.6 représente une onde, d'amplitude C_1 se propageant dans le sens positif à la vitesse c_0 tandis que la seconde représente une onde d'amplitude C_2 se propageant dans le sens inverse à la même vitesse.

L'équation 2.6 peut prendre la forme suivante en définissant le nombre d'onde $k = \frac{\omega}{c_0}$:

$$p(x, t) = [C_1 e^{-jkx} + C_2 e^{jkx}] e^{j\omega t} \quad (2.7)$$

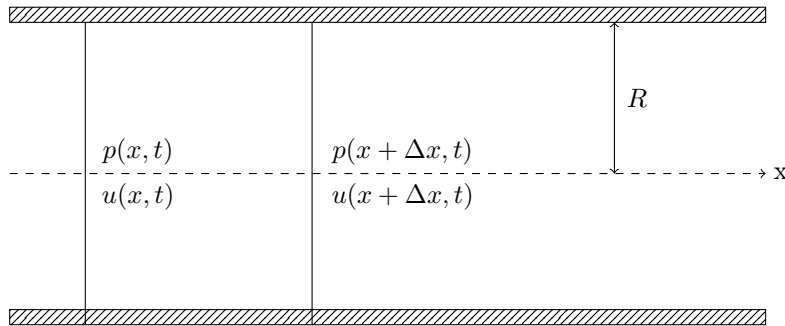


Figure 2.1 Vue en coupe : Onde plane se propageant dans un conduit à section circulaire

La vitesse particulaire u peut être définie en partant de l'équation 2.7 :

$$u(x, t) = \frac{1}{\rho_0 c_0} [C_1 e^{-jkx} - C_2 e^{jkx}] e^{j\omega t} \quad (2.8)$$

De cette vitesse particulaire il est alors possible de définir un débit massique associé :

$$\nu(x, t) = \rho_0 S u(x, t) \quad (2.9)$$

avec S : la section du conduit.

Les perturbations étant harmoniques, de la forme $e^{j\omega t}$ les variables acoustiques peuvent être exprimées suivant la notation harmonique :

$$p(x, t) = \hat{p}(x) e^{j\omega t} \quad (2.10)$$

$$u(x, t) = \hat{u}(x) e^{j\omega t} \quad (2.11)$$

$$\nu(x, t) = \hat{\nu}(x) e^{j\omega t} \quad (2.12)$$

La pression acoustique p et le débit massique ν sont les deux variables qui caractérisent le problème associé à la propagation acoustique. Partant de ce constat, il est possible de réaliser une analogie entre une ligne de transmission acoustique et un circuit électrique. La pression et le débit massique peuvent être respectivement perçus comme la tension et l'intensité. Il est alors possible de résumer les systèmes acoustiques sous forme de circuit électrique (Table 2.1).

Acoustique			Électrique		
Variable	Symbole	Unité	Variable	Symbole	Unité
Pression	p	Pa	Tension	U	V
Débit massique	ν	kg/s	Intensité	A	A
Impédance acoustique	Z	$m^{-1}s^{-1}$	Impédance électrique	Z	Ω
Résistance	R	$m^{-1}s^{-1}$	Résistance	R	Ω
Inertance	L	m^{-1}	Inductance	L	H
Capacité analogue	C_a	ms^2	Capacité	C	F

Tableau 2.1 Résumé de l'analogie électroacoustique [1]

Cette analogie permet de représenter les systèmes acoustiques sous forme de quadripôles intégrés dans un circuit électrique. La source de bruit, tel qu'un moteur à combustion interne, peut être exprimée sous la forme d'un générateur électrique. Un exemple, sous la forme d'un générateur de Thévenin doté d'une source de pression P_s et une impédance interne R_s chargé d'une impédance Z_L est donné à la figure 2.2.

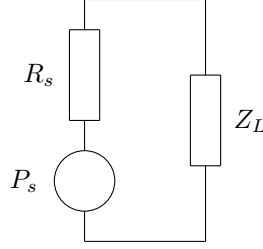


Figure 2.2 Représentation d'une source de pression reliée à une charge acoustique d'impédance Z_L

Les valeurs de P_s et R_s permettant de caractériser la source de bruit sont estimées en mesurant la pression en aval de cette source pour différentes valeurs de l'impédance de charge Z_L [14, 15]. Cette source peut alors être intégrée au sein d'un circuit complet (Figure.2.3).

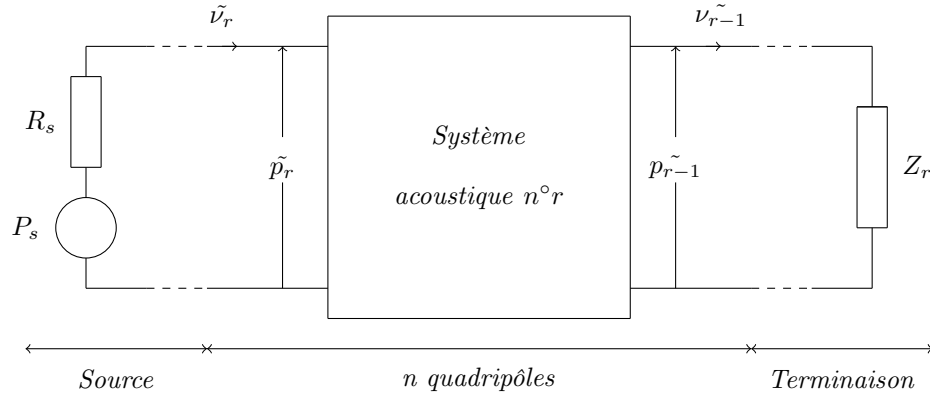


Figure 2.3 Représentation d'une ligne acoustique comprenant n quadripôles acoustiques reliant une source acoustique (P_s, Z_s) à une terminaison Z_t [1]

Les quadripôles peuvent ensuite être représentés via des matrices $[2 \times 2]$ permettant de relier les variables de pression et débit massique en entrée du système à celles en sortie. Par exemple, pour le système acoustique $n^\circ r$ (Figure.2.3) l'équation 2.13 peut être établie.

$$\begin{bmatrix} p_r \\ \nu_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_r & B_r \\ C_r & D_r \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} p_{r-1} \\ \nu_{r-1} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

Avec :

- p_r : Pression en entrée du système,
- p_{r-1} : Pression en sortie du système,
- ν_r : Débit massique en amont des éléments,
- ν_{r-1} : Débit massique en aval des éléments,
- A_r, B_r, C_r, D_r = Paramètres du quadripôle.

Pour un tube uniforme de longueur l , de section A , il est possible d'écrire la matrice de transfert associée (eq.2.14) :

$$\begin{bmatrix} p_r \\ \nu_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kl) & jZ_{c0}\sin(kl) \\ \frac{j}{Z_{c0}}\sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} p_{r-1} \\ \nu_{r-1} \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Avec Z_{c0} appelée impédance caractéristique du milieu de propagation et défini telle que :

$$Z_{c0} = \frac{\hat{p}}{\hat{\nu}} = \frac{c_0}{S} \quad (2.15)$$

La pression et la vitesse acoustique dépendent donc du temps et de l'espace. L'intensité acoustique peut alors être définie comme la moyenne temporelle de l'intensité instantanée, égale au produit de la pression et de la vitesse acoustique (eq.2.16) :

$$I = \frac{1}{2} \text{Re}(\hat{p} \cdot \hat{u}) \quad (2.16)$$

Dans le cas précis d'une onde plane, la puissance acoustique correspond à l'intégrale de l'intensité acoustique sur la surface du conduit S (eq.2.17) :

$$W = \int_S I dS \quad (2.17)$$

2.2.2 Propagation avec écoulement

Lorsque l'on applique un écoulement dans le conduit, l'onde acoustique qui s'y propage est portée et cela affecte le comportement de l'ensemble de la ligne sous plusieurs aspects. Dans un premier temps, l'impact de l'écoulement sur l'onde et sur les différentes équations et modélisations présentées précédemment sera détaillé. Dans un second temps, l'amortissement lié aux effets turbulents et/ou visqueux sera pris en compte.

2.2.2.1 Sans amortissement

La propagation acoustique étant due au déplacement d'une onde de pression dans un milieu fluide, elle est affectée par le déplacement de ce milieu. L'onde continue à se déplacer à la vitesse du son c_0 par rapport au milieu, cependant sa vitesse de propagation par rapport à un observateur sera liée à la vitesse de l'écoulement. En effet, une onde se propageant dans le sens de l'écoulement, de vitesse U et de nombre de Mach $M = \frac{U}{c_0}$ se propage à une vitesse de $c_0 + U$ (Figure.2.4). Une onde se propageant en sens inverse aura pour

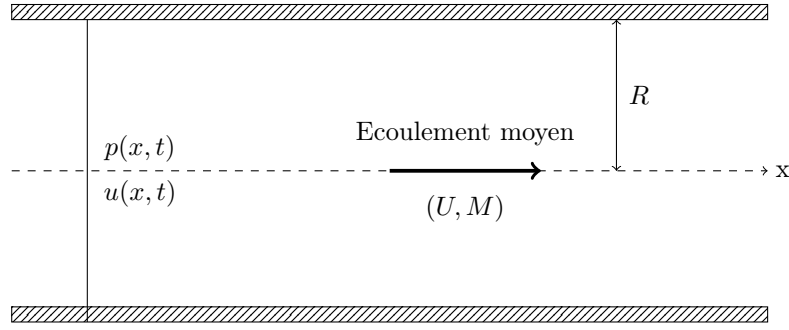


Figure 2.4 Vue en coupe : Onde plane se propageant dans un conduit à section circulaire avec un écoulement moyen.

vitesse $c_0 - U$. Le nombre d'onde est alors dépendant du sens de propagation de l'onde par rapport à l'écoulement. Le nombre d'onde pour l'onde progressive est appelé k^+ et k^- pour l'onde se propageant dans le sens inverse de l'écoulement (Eq.2.18).

$$k^+ = \frac{k}{1 + M}, \quad k^- = \frac{k}{1 - M}. \quad (2.18)$$

Les équations liées à la propagation de l'onde, guidée, en mode plan deviennent alors :

$$p(x, t) = \left[C_1 e^{-jk^+x} + C_2 e^{jk^-x} \right] e^{\omega t} \quad (2.19)$$

$$u(x, t) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \left[C_1 e^{-jk^+x} + C_2 e^{jk^-x} \right] e^{\omega t} \quad (2.20)$$

En s'appuyant sur les travaux de [1], on peut décomposer les grandeurs caractéristiques du système sous forme d'une contribution moyenne, provenant de l'écoulement moyen et d'une contribution fluctuante, liée à l'onde acoustique (Eq.2.2.2.1).

$$p(t) = \bar{p} + \tilde{p}, \quad u(t) = \bar{u} + \tilde{u}, \quad \rho(t) = \bar{\rho} + \tilde{\rho}. \quad (2.21)$$

La présence de cet écoulement d'air vient affecter les matrices de transfert des différents éléments constituant la ligne de transmission. En reprenant l'exemple du conduit (eq.2.14), il est possible d'exprimer la matrice de transfert, sous écoulement (eq.2.22) [1].

$$e^{-jMk_c l} \begin{bmatrix} \cos(k_c l) & jZ_{c0} \sin(k_c l) \\ \frac{j}{Z_{c0}} \sin(k_c l) & \cos(k_c l) \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Avec : $k_c = \frac{k}{1-M^2}$: Nombre d'onde convecté

2.2.2.2 Avec amortissement

L'analyse de la propagation d'une onde acoustique au sein d'un écoulement de fluide réel doit prendre en compte son atténuation. Le premier phénomène entraînant la dissipation de l'onde est les pertes visco-thermiques aux parois du guide d'onde. Elles sont directement liées à la viscosité du fluide réel dans lequel s'effectue la propagation de l'onde. Les contraintes liées à la turbulence de l'écoulement peuvent aussi avoir un rôle dans l'atténuation de l'onde lorsque la couche limite acoustique δ_{ac} est plus grande que la couche limite visqueuse δ_v . La couche limite acoustique et visqueuse sont respectivement données par les équations 2.23 et 2.24 [16, 17, 18].

$$\delta_{ac} = \sqrt{\frac{2\nu_c}{\omega}} \quad (2.23)$$

$$\delta_v \approx 10 \frac{\nu_c}{u_*} \quad (2.24)$$

Avec : $u^* = \sqrt{\tau_w/\bar{\rho}}$: Vitesse de frottement,
 ν_c : Viscosité cinématique,
 τ_w : Contrainte de cisaillement aux parois.

Plusieurs modèles existent pour la prise en compte de ces phénomènes. L'objectif commun de ces modèles est de modifier la définition des nombres d'onde afin d'intégrer les phénomènes de dissipation lors de la modélisation de la propagation de l'onde.

Munjal [1] définit dans un premier temps un coefficient d'atténuation sans prise en compte de l'écoulement α (Eq.2.25) à partir de la configuration établie en figure 2.1 :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\omega\mu/(2\rho_0)}}{Rc_0} \quad (2.25)$$

où μ est la viscosité dynamique.

De ce paramètre est défini un coefficient tenant compte des effets de l'écoulement $\alpha(M) = \alpha + \zeta M$ avec $\zeta = F/(4R)$ et F le nombre de Froude défini par [1] :

$$F = 0.0072 + \frac{0.612}{R_e^{0.35}} \quad (2.26)$$

Cette équation est valide pour $Re < 4.10^5$ où Re est le nombre de Reynold défini comme :

$$Re = \frac{2UR\bar{\rho}}{\mu} \quad (2.27)$$

Les nombres d'ondes k^+ et k^- définis en équation 2.18 deviennent alors :

$$k^+ = \frac{k_0 - i\alpha(M)}{1 + M}, \quad k^- = \frac{k_0 - i\alpha(M)}{1 - M}. \quad (2.28)$$

Le modèle de Davies [19] quant à lui exprime les nombres d'ondes comme :

$$k^+ = \frac{\omega\Gamma_0}{c_0(1 + M)}, \quad k^- = \frac{\omega\Gamma_0}{c_0(1 - M)}. \quad (2.29)$$

Le coefficient Γ_0 a été défini par Kirchoff [20] et est détaillé dans l'équation 2.30.

$$\Gamma_0 = 1 + \frac{(1 - j)}{s\sqrt{2}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} \right) - \frac{j}{s^2} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} - \frac{\gamma(\gamma - 1)}{2Pr} \right) \quad (2.30)$$

avec : $Pr = \frac{\mu c_p}{K_{th}}$: Nombre de Prandtl, avec K_{th} est la conductivité thermique.
 $s = R\sqrt{\bar{\rho}\omega/\mu}$: Nombre d'onde de cisaillement.

Ingard et Singal [21] ont quant à eux proposé une théorie quasi-stationnaire où les nombres d'ondes sont définis comme suit :

$$k^+ = \frac{k_0 - jk'}{1 + M}, \quad k^- = \frac{k_0 - jk'}{1 - M}. \quad (2.31)$$

où $k' = k'_v + k'_t$ représente l'addition des effets visco-thermiques k'_v et turbulents k'_t .

$$k'_v = \frac{1}{2D} \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\rho c^2}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{Pr}} \right), \quad k'_t = \frac{\Psi M}{2D} \left(1 + \frac{\Psi' Re}{2\Psi} \right). \quad (2.32)$$

Ici D représente le diamètre hydraulique du conduit, soit le rapport de sa section sur son périmètre. Ψ est appelé le facteur de friction de l'écoulement turbulent et Ψ' représente la dérivée partielle de Ψ par rapport à Re (eq.2.33).

$$\frac{1}{\sqrt{\Psi}} = 2\log_{10}(Re\sqrt{\Psi}) - 0.8 \quad (2.33)$$

Peters et al. [17] ont par la suite démontré le manque de précision du modèle précédent et le manque de concordance avec des résultats expérimentaux. Ils proposent alors un nouveau modèle d'amortissement basé sur les relations suivantes.

$$k^+ = \frac{\omega/c}{1+M} + (1-j)\alpha^+, \quad k^- = \frac{\omega/c}{1-M} + (1-j)\alpha^-. \quad (2.34)$$

$$\alpha^+ = \frac{\alpha_0}{1+M} \left[\frac{1 + e^{-2(1+j)(\delta_v/\delta_{ac}) - 200j(\delta_v/\delta_{ac})^2}}{1 - e^{-2(1+j)(\delta_v/\delta_{ac})}} \right], \quad (2.35)$$

$$\alpha^- = \frac{\alpha_0}{1-M} \left[\frac{1 + e^{-2(1+j)(\delta_v/\delta_{ac}) - 200j(\delta_v/\delta_{ac})^2}}{1 - e^{-2(1+j)(\delta_v/\delta_{ac})}} \right].$$

Pour finir, le modèle le plus récent et complet est celui de Howe [18]. Ce modèle est basé sur les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement, moyennées sur la section du guide d'onde. L'hypothèse de base est celle d'une couche limite acoustique plus importante que la couche limite visqueuse et thermique. Ces dernières sont donc considérées comme étant de simples admittances acoustiques, respectivement Y_v et Y_x .

$$Y_v = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\rho_0\omega^{3/2}} \left[K_0^2 \times F_A \left(\sqrt{\frac{j\omega\nu}{\kappa^2 u_*^2}}, \delta_v \sqrt{\frac{i\omega}{\nu}} \right) \right], \quad (2.36)$$

$$Y_x = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\rho_0\omega^{3/2}} \left[\frac{\beta\omega^2}{Cp} \sqrt{\chi} \times F_A \left(\sqrt{\frac{j\omega\chi Pr^2}{\kappa^2 u_*^2}}, \delta_v \sqrt{\frac{j\omega}{\chi}} \right) \right]. \quad (2.37)$$

où $\chi = 2 \times 10^{-5} m^2/s$ pour l'air à 20 °C, $K_0 = 1 + \frac{(1-j)}{s\sqrt{2}}(1 + \frac{\gamma-1}{\sqrt{Pr}})$ et $F_A(a, b)$ est une fonction de a et b définie telle que :

$$F_A(a, b) = \frac{j[H_1^1(a)\cos(b) - H_0^1(a)\sin(b)]}{H_0^1(a)\cos(b) + H_1^1(a)\sin(b)} \quad (2.38)$$

H_n^1 représente la fonction de Hankel d'ordre n . L'admittance globale est définie comme la somme des deux précédentes :

$$Y = Y_v + Y_x \quad (2.39)$$

Les nombres d'ondes sont par la suite définis à partir de cette admittance globale tel que défini dans l'équation 2.40 :

$$k^+ = \frac{\omega/c}{1+M} + \frac{2j\rho_0 c}{(1+M)D} \times Y\left(\frac{\omega/c}{1+M}, \omega\right),$$

$$k^- = \frac{-\omega/c}{1-M} - \frac{2j\rho_0 c}{(1-M)D} \times Y\left(\frac{-\omega/c}{1-M}, \omega\right).$$
(2.40)

La figure 2.5 présente les différents nombres d'onde k^+ , calculés pour un nombre de Mach de $M = 0.2$. La partie réelle du nombre d'onde est la même, quel que soit le modèle d'amortissement choisi. Seule la partie imaginaire diffère. Cette partie imaginaire correspond à la prise en compte de l'amortissement visco-thermique. Le modèle de Munjal et Davies présente la même évolution de la partie imaginaire de k^+ avec un décalage. Le modèle de Howe est quant à lui quasiment stable en fréquence et est compris entre les deux autres modèles.

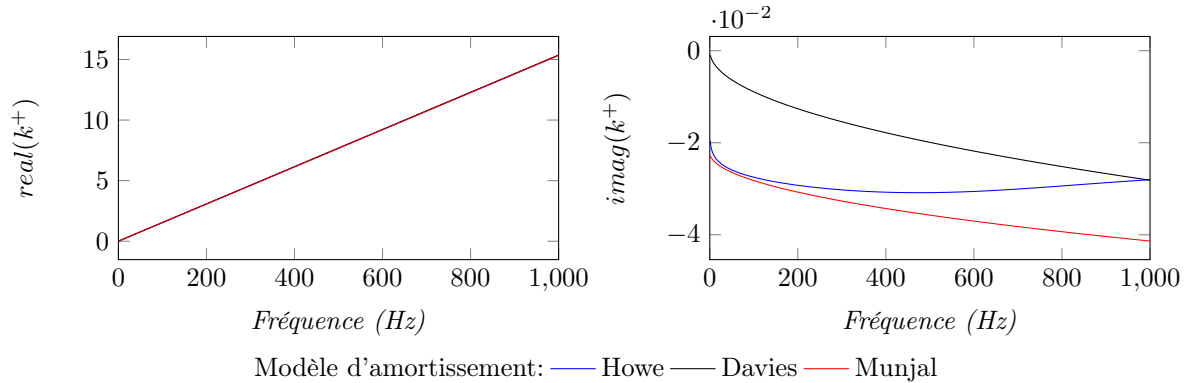


Figure 2.5 Comparaison des nombres d'onde suivant les différents modèles d'amortissement pour $M = 0.2$

Dans l'objectif d'intégrer la prise en compte de ces modèles d'amortissement dans les calculs réalisés à l'aide des matrices de transfert et de la modélisation sous forme de quadripôles acoustiques, il est important de définir deux nouvelles impédances caractéristiques. Celles-ci tiennent compte de l'écoulement et de son sens ainsi que de l'amortissement en utilisant les nombres d'ondes calculés à l'aide des modèles détaillés plus haut.

$$Z_c^+ = Z_{c0} \frac{(\omega/c) - Mk^+}{k^+}, \quad Z_c^- = Z_{c0} \frac{(\omega/c) + Mk^-}{k^-}. \quad (2.41)$$

La matrice de transfert d'un conduit de longueur l peut alors s'exprimer comme :

$$\frac{e^{-j(k^+ - k^-)l}}{Z_c^+ + Z_c^-} \begin{bmatrix} Z_c^- e^{-jk^+l} + Z_c^+ e^{jk^-l} & Z_c^+ Z_c^- e^{jk^-l} - e^{-jk^+l} \\ e^{jk^-l} - e^{-jk^+l} & Z_c^+ e^{-jk^+l} + Z_c^- e^{jk^-l} \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

2.3 Modélisation des terminaisons

Dans cette partie seront détaillés la modélisation de terminaisons couramment utilisées expérimentalement, la terminaison anéchoïque et le rayonnement. Dans les deux cas l'impédance associée à la terminaison dépend d'un coefficient appelé coefficient de réflexion. Il est défini comme le ratio de l'onde réfléchie sur l'onde incidente. Pour un tube de longueur l , le coefficient de réflexion est défini comme étant :

$$R(l) = \frac{B e^{jkl}}{A e^{jkl}} \quad (2.43)$$

Avec : A : Amplitude de l'onde incidente
 B : Amplitude de l'onde réfléchie

Partant de ce coefficient, il est possible de déterminer l'impédance de rayonnement associé à la terminaison Z_t grâce à l'équation 2.44.

$$Z_t = Z_{c0} \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right) \quad (2.44)$$

2.3.1 Terminaison anéchoïque

La terminaison anéchoïque est couramment utilisée en recherche pour la caractérisation d'éléments acoustiques (voir section 2.5). L'objectif de cette terminaison est d'empêcher la réflexion de l'onde acoustique en fin de ligne afin d'obtenir uniquement une onde progressive. Cette terminaison revient à créer un conduit de longueur infini. Le coefficient de réflexion associé est donc nul et l'impédance est alors égale à l'impédance caractéristique Z_{c0} (Eq.2.44).

2.3.2 Rayonnement

A l'extrémité d'un conduit ouvert, l'onde acoustique change de milieu de propagation en passant du guide d'onde à l'atmosphère. Comme dans tout changement de milieu de propagation, une partie de l'onde incidente p_i se voit réfléchie et une partie p_t est transmise

au nouveau milieu. Deux cas distincts peuvent alors être détaillés en fonction de la forme du conduit à son extrémité, le cas bafflé et non bafflé (Figure 2.6).

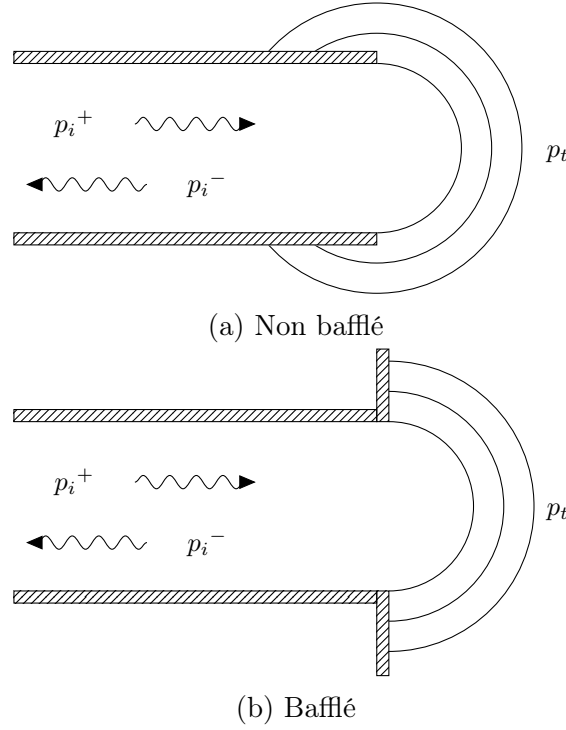


Figure 2.6 Schéma du rayonnement d'un conduit ouvert

De plus, le coefficient de réflexion R diffère suivant la présence, ou non, d'un écoulement moyen et de sa direction [22]. Lorsqu'il y a présence d'un écoulement entrant ou sortant, R dépend du nombre de Mach [23].

$$R(M) = |R(M)|e^{-2jkr\frac{\delta(M)}{1-M^2}}, \quad (2.45)$$

Le paramètre $\delta(M)$ est appelé correction de longueur. Son objectif est de représenter l'effet inertiel lié au passage de l'onde plane à l'onde sphérique rayonnée en bout de conduit. Le module $|R(M)|$ ainsi que la correction de longueur $\delta(M)$ dépendent des paramètres définis sans tenir compte d'un éventuel écoulement et donc pour $M=0$.

Dans le cas d'un écoulement entrant non-bafflé le module du coefficient de réflexion et la correction de longueur sont définis comme [19] :

$$|R(M)| = |R(0)| \left(\frac{1 - \alpha M}{1 + \alpha M} \right)^{0.9}, \quad (2.46)$$

$$\delta(M) = \delta(0)(1 - M^2). \quad (2.47)$$

Pour un écoulement sortant d'un conduit non-bafflé, Munt [24] définit des approximations pour $kr \rightarrow 0$:

$$|R(M)| \rightarrow 1, \quad (2.48)$$

$$\delta(M) \rightarrow 0.2554\sqrt{1 - M^2}. \quad (2.49)$$

Pour une formulation plus générale du cas non-bafflé sous écoulement sortant [25] :

$$|R(M)| = |R(0)|[1 + \tanh(0.2St^2)(M + 2.5M^2)], \quad (2.50)$$

$$\delta(M) = \delta(0) - (\delta(0) - 0.25\sqrt{1 - M^2})(1 - (1 - M + 2M^2) \tanh(0.25St^{1.7})), \quad (2.51)$$

où St est le nombre de Strouhal $St = \frac{kr}{M}$ et kr le nombre d'Helmholtz (produit du nombre d'onde en champ libre et du rayon du conduit).

$|R(0)|$ et $\delta(0)$ sont définies comme [26] :

$$|R(0)| = \frac{1 + a_1(kr)^2}{1 + (B + a_1)(kr)^2 + a_2(kr)^4 + a_3(kr)^6} \quad (2.52)$$

$$\delta(0) = C \frac{1 + b_1(kr)^2}{1 + b_2(kr)^2 + b_3(kr)^4 + b_4(kr)^6} \quad (2.53)$$

Dans le cas d'une terminaison non bafflée (Figure 2.6 (a)) les coefficients sont les suivants [25] : $B = 0.5, C = 0.613, a_1 = 0.8, a_2 = 0.266, a_3 = 0.0263, b_1 = 0.00599, b_2 = 0.238, b_3 = -0.0153, b_4 = 0.0015$.

Dans le cas d'une terminaison bafflée (Figure 2.6 (b)) les coefficients deviennent [25] : $B = 1, C = 0.8216, a_1 = 0.73, a_2 = 0.372, a_3 = 0.02231, b_1 = 0.244, b_2 = 0.723, b_3 = -0.0198, b_4 = 0.0036$.

2.4 Acoustique non linéaire

Le domaine de l'acoustique linéaire s'appuie sur l'hypothèse spécifiant que la vitesse acoustique (Eq.2.20) est faible face à la vitesse du son. Le nombre de Mach acoustique $M_a = \tilde{u}/c_0$ est classiquement utilisé pour caractériser le passage du domaine de l'acoustique linéaire au domaine non-linéaire. En effet, lorsque l'amplitude de l'onde acoustique augmente, les variations de pression deviennent non négligeables face à la pression moyenne (générale-

ment égale à la pression atmosphérique) et M_a peut atteindre de l'ordre de l'unité. Dans le cas d'un moteur deux temps, les niveaux de pression générés peuvent être très élevés. Les taux de pulsations, définis comme l'amplitude de fluctuation de pression sur la pression moyenne, peuvent atteindre 100% en aval du moteur [25]. La propagation, dans la ligne d'échappement est donc affectée par des phénomènes de propagation non-linéaire.

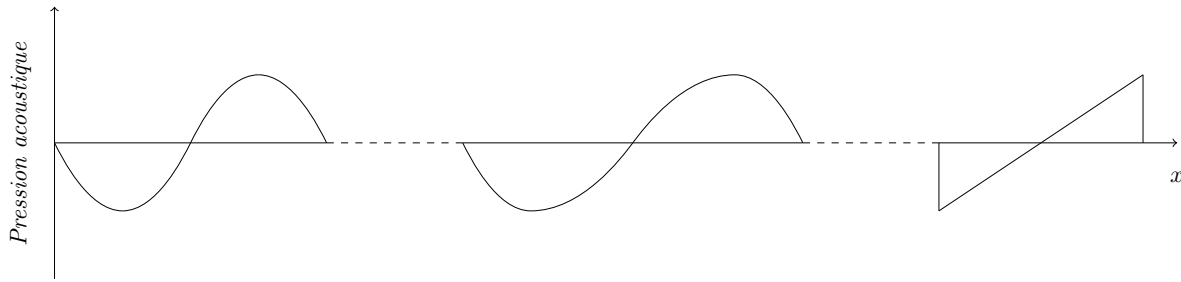


Figure 2.7 Évolution de l'onde de pression acoustique lors d'une propagation non-linéaire (onde plane) [2]

Dans le cas d'une propagation non-linéaire en conduit, les fluctuations de pressions sont suffisamment importantes pour entraîner une variation de la température du milieu de propagation. La vitesse du son étant liée à la température du milieu de propagation, l'onde acoustique n'est plus soumise à la même vitesse de propagation. Chaque point de l'onde acoustique se propage à une vitesse spécifique qui dépend de l'amplitude. Dans le cas d'une source, placée en $x = 0$, produisant une onde acoustique parfaitement sinusoïdale, la pression peut s'exprimer dans le conduit en aval [3] :

$$p(x, t) = P_0 \sin(\omega\psi) \quad (2.54)$$

Avec :

$$\omega t' = \omega\psi - \sigma \sin(\omega\psi), \quad t' = t - \frac{x}{c}, \quad \sigma = \frac{x}{\bar{x}}, \quad \bar{x} = \frac{\rho c^2}{\beta k P_0}, \quad \beta = 1.2. \quad (2.55)$$

Ici, \bar{x} est la distance de formation de l'onde de choc, qui correspond à la plus faible valeur de x pour laquelle $\omega\psi$ ne dépend plus seulement de $\omega t'$. Lorsque $x < \bar{x}$ et donc $\sigma < 1$ l'onde se distord de plus en plus en cours de sa propagation. Une décomposition en série de Fourier permet de d'exprimer l'onde de pression comme [3] :

$$p(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} p_{n,nk}(\omega t') \sin(n\omega t') \quad (2.56)$$

Les coefficients de Fourier peuvent s'exprimer comme[3] :

$$p_{n,nk}(\omega t') = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi p(\omega t', \sigma) \sin(n\omega t' d(\omega t')) \quad (2.57)$$

La déformation de l'onde augmente au fil de sa propagation et entraîne donc l'apparition d'harmoniques d'ordres élevés. La croissance de ces harmoniques se fait aux dépens de la composante fondamentale (Figure 2.8).

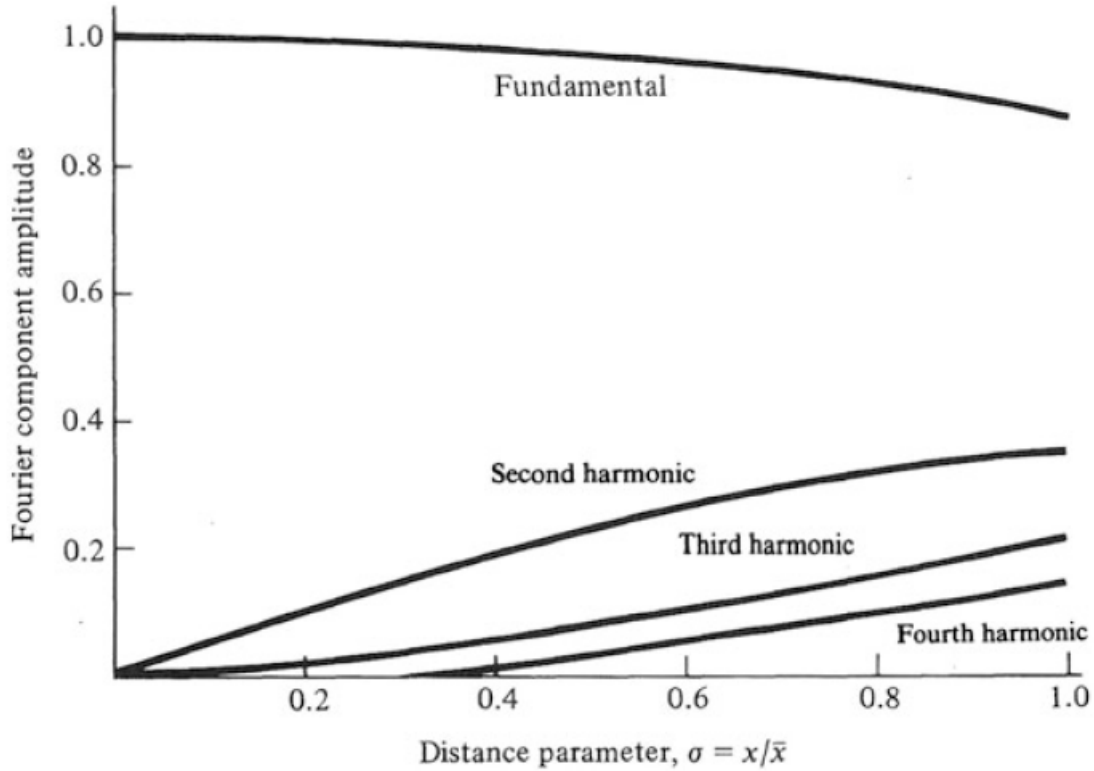


Figure 2.8 Évolution de l'amplitude des harmoniques relativement à celle de la composante fondamentale en fonction de la distance de propagation de l'onde [3]

L'énergie est transférée de la composante fondamentale aux harmoniques d'ordres supérieurs au fur et à mesure que l'onde progresse dans le conduit. Lors de la propagation de l'onde, la composante fondamentale ($n = 1$) diminue [3] :

$$p_{1,nk}(\omega t') \approx P_0 \left(1 - \frac{\sigma^2}{8} \right) \quad (2.58)$$

Le second harmonique quant à lui augmente suivant :

$$p_{2,nk}(\omega t') \approx P_0 \frac{\sigma}{2} \quad (2.59)$$

Les effets non-linéaires ne se limitent pas à la déformation de l'onde acoustique lors de sa propagation. Dans le cas de la propagation d'une onde à fort niveau dans un conduit perforé, la relation entre le débit de l'écoulement instationnaire et les chutes de pression au travers des perforations n'est plus linéaire [27]. Un silencieux, conçu en considérant le comportement de ces perforations comme étant linéaire puis testé sous des niveaux de bruit ne faisant pas intervenir ces non-linéarités, peut alors se montrer performant lorsque testé sous un bas niveau de pression et sans écoulement mais extrêmement décevant lors d'un test en conditions réelles. Il est donc indispensable de réaliser les essais de caractérisation de ces systèmes en laboratoire en reproduisant les conditions d'opérations réelles, permettant l'apparition de ces phénomènes non-linéaires.

2.5 Silencieux et caractéristiques associées

Un silencieux est un dispositif permettant de réduire le bruit rayonné en sortie d'une ligne de transmission. Il peut être constitué de nombreux dispositifs tels que des résonateurs, des chambres d'expansions, des tubes ou plaques perforées, etc. Ils peuvent être de différents types en fonctions des éléments qui le compose.

- Les silencieux à réflexion, dits réactifs, constitués de discontinuités jouent sur les variations d'impédance pour réfléchir une partie de l'onde incidente vers la source de bruit.
- Les silencieux comprenant des résonateurs en parois permettent de venir "annuler" une partie de l'onde incidente à l'aide des ondes réfléchies dans les résonateurs. Ce type de silencieux est efficace pour les fréquences d'accords des résonateurs utilisés.
- Les silencieux à absorption permettent de venir dissiper une partie de l'énergie acoustique en chaleur au sein de matériaux absorbants. Ce type de silencieux, dits résistifs, est particulièrement efficace en moyennes et hautes fréquences.

Trois critères sont couramment utilisés pour décrire les performances acoustique d'un silencieux : la différence de niveau LD , la perte par insertion IL ou par transmission TL .

2.5.1 Différence de niveau

Ce critère correspond à la différence entre le niveau de pression acoustique en entrée et en sortie du silencieux.

$$LD = 20 \log_{10} \left| \frac{p_i}{p_t} \right| \quad (2.60)$$

La mesure de ce critère de performance est faite en relevant le niveau de pression en deux points arbitraires dans les conduits en amont et aval du silencieux. Cette mesure ne né-

cessite pas de terminaison anéchoïque et ne nécessite pas de connaître l'impédance interne de la source utilisée pendant la mesure. Cet indicateur dépend du montage utilisé et ne caractérise pas le silencieux dans l'absolu.

2.5.2 Pertes par insertion

Ce critère est défini comme la différence entre les niveaux de puissances, mesurés dans un premier temps sans le dispositif acoustique W_s puis avec W_a .

$$IL = 10 \log_{10} \frac{W_s}{W_a} \quad (2.61)$$

Cette mesure dépend elle aussi du montage utilisé. Pour caractériser le silencieux, indépendamment du montage, il faut connaître les conditions aux limites lors de la mesure, c'est-à-dire l'impédance interne de la source et l'impédance de la terminaison.

2.5.3 Pertes par transmission

La perte par transmission ou TL pour *transmission loss* est le critère le plus utilisé pour caractériser la performance d'un silencieux. Il est indépendant de la source et des niveaux acoustiques en amont et aval. Il correspond au rapport de la puissance de l'onde entrante dans le silencieux W_i et l'onde transmise W_t .

$$TL = 10 \log_{10} \frac{W_i}{W_t} \quad (2.62)$$

A l'aide des équations 2.16 et 2.17 il est possible d'exprimer le TL d'un silencieux en fonction de la pression incidente entrante, de la pression transmise et des sections d'entrée et sortie du silencieux (Figure.2.9).

$$TL = 20 \log_{10} \frac{p_i^+}{p_t^+} + 10 \log_{10} \frac{S_i}{S_t} \quad (2.63)$$

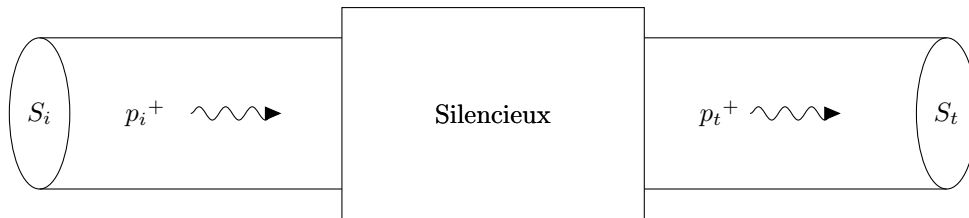


Figure 2.9 Illustration des pressions entrantes et sortantes du silencieux

Il faut donc considérer uniquement les ondes progressives, en entrée et en sortie du silencieux. Pour ce faire, deux microphones sont disposés entre la source et le silencieux afin de décomposer l'onde acoustique en une onde incidente et une onde réfléchie. C'est en aval du silencieux que les méthodes expérimentales divergent en fonction de la terminaison utilisée [28].

La méthode de décomposition consiste à utiliser une terminaison anéchoïque en aval du silencieux afin de s'affranchir des réflexions en bout de conduit [29]. Un seul microphone est alors nécessaire en aval pour mesurer l'onde incidente (Figure.2.10). Cette méthode dépend grandement de l'efficacité de la terminaison anéchoïque et est donc limitée en basses fréquences. De plus, lorsque l'onde de pression est de très fort niveau et couplée à un écoulement, l'efficacité d'une terminaison anéchoïque est incertaine ce qui rend cette méthode inutilisable.

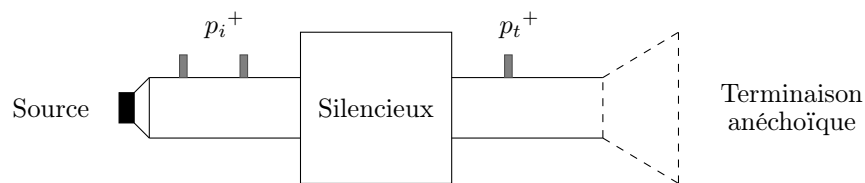


Figure 2.10 Schéma de la méthode de décomposition

La méthode à deux charges vient pallier ce problème car elle ne nécessite pas de terminaison anéchoïque [29]. Deux essais, avec quatre microphones, deux en amont et deux en aval, sont alors nécessaires (Figure 2.11). Les essais sont réalisés en plaçant en sortie du conduit deux charges acoustiques d'impédance connues et différentes. En règle générale, les deux charges d'impédances Z_1 et Z_2 sont des conduits de longueurs différentes. Pour assurer la stabilité de cette méthode, il est important de choisir deux charges d'impédance très éloignées. La méthode à deux charges est la plus facile à mettre en place pour mesurer le TL et donc, la plus couramment utilisée.

Ce type d'essai peut aussi être effectué en ajoutant un écoulement d'air afin de caractériser les silencieux en prenant en compte l'effet de l'écoulement [30]. Pour ce faire, la source, un haut-parleur ou une chambre de compression, est placée en parallèle du conduit alimenté par un écoulement d'air. La source électropneumatique au coeur de ce travail de doctorat sera utilisée pour réaliser ce type d'essais. En effet cette source permet de réaliser des tests sous écoulement tout en générant un fort niveau acoustique. Cette source a pour objectif de venir remplacer les sources classiquement utilisées telles que les haut-parleurs et chambres de compression tout en permettant d'effectuer les essais sous écoulement. La

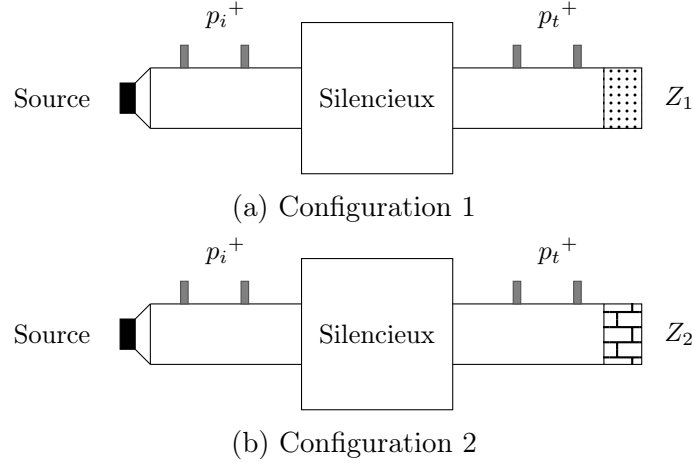


Figure 2.11 Schéma de la méthode à deux charges

source électropneumatique permettra de tester les silencieux dans les mêmes conditions que celles auxquelles ils seront soumis lors de leur utilisation.

L'objectif est de fiabiliser les mesures de TL réalisées sur ces silencieux. La source électropneumatique devra donc permettre de reproduire fidèlement le niveau de pression et l'écoulement moyen présent dans la ligne d'échappement d'un moteur deux-temps et ce pour la gamme de fréquence de $[100 ; 1\,000]$ Hz.

2.6 Sources électropneumatiques

Les sources de bruit électropneumatiques sont des systèmes permettant de générer des niveaux de pressions acoustiques élevées. Elles fonctionnent en modulant un écoulement d'air afin de créer des fluctuations de pressions. Si les sources électropneumatiques sont classiquement alimentées par un flux d'air créé par un dispositif externe tel qu'un compresseur, leur ancêtre, les sirènes génèrent elles-mêmes l'écoulement d'air. Dans les années 1940 [31] la *Victory siren*, conçue par *Chrysler Bell Telephone Laboratories* [32], avait pour fonction d'avertir la population de grandes villes en cas de raid aérien [33]. A cette époque, cette sirène était la source de bruit la plus puissante jamais créée.

Ces sirènes ont été les objets de nombreuses recherches. Dans le but de caractériser le niveau de bruit généré sur de longues distances Clark et Jones ont testé en conditions réelles cette sirène en la plaçant sur le pont de Brooklyn et effectué des relevés de niveau sonore sur l'ensemble de l'île de Manhattan [33]. Des travaux ont aussi été menés sur la forme de l'onde acoustique générée par ce type de source afin de générer une composante fondamentale 15 dB au-dessus des harmoniques d'ordres supérieurs et ce, sous de fortes

intensités acoustiques [34, 35].

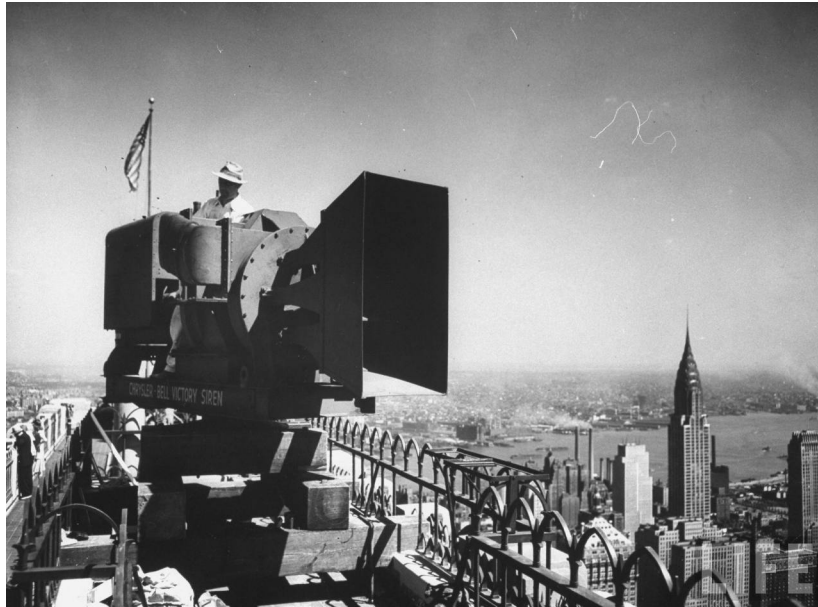


Figure 2.12 Un membre de la patrouille de défense civile utilisant la sirène de raid aérien Victory Bell à New-York [4]

2.6.1 Technologies

Actuellement, les sources électropneumatiques ont remplacé les sirènes pour les usages en laboratoires. Les différentes applications ayant recours aux sources électropneumatiques ont permis l'émergence de nombreux concepts.

Les essais de qualification pré-vol de satellites et composants d'astronef doivent permettre de répondre aux exigences de haute fiabilité de ces systèmes. En effet, les vibrations engendrées durant les opérations de lancement et de vol sont critiques pour la résistance de ces systèmes. La fluctuation de pression sur l'enveloppe externe représentant la principale source de vibration, les essais sous forte excitation acoustique offrent un outil efficace pour mettre au point ces essais de fiabilité. Pour réaliser ces essais, de larges chambres réverbérantes ont été équipées de une (Figure.2.13) ou plusieurs (Figure.2.14) sources électropneumatiques couplées à des cornets acoustiques. Une fois intégré aux parois de la chambre réverbérantes elles permettent d'atteindre de niveaux d'excitations semblables à ceux subis par les satellites.

La compagnie Wyle Corporation a mis au point la source appelée WAS 3000 où la modulation de l'écoulement est réalisée à l'aide d'un manchon cylindrique réalisant des vases et vients axiaux grâce à l'application d'un champ magnétique [36].

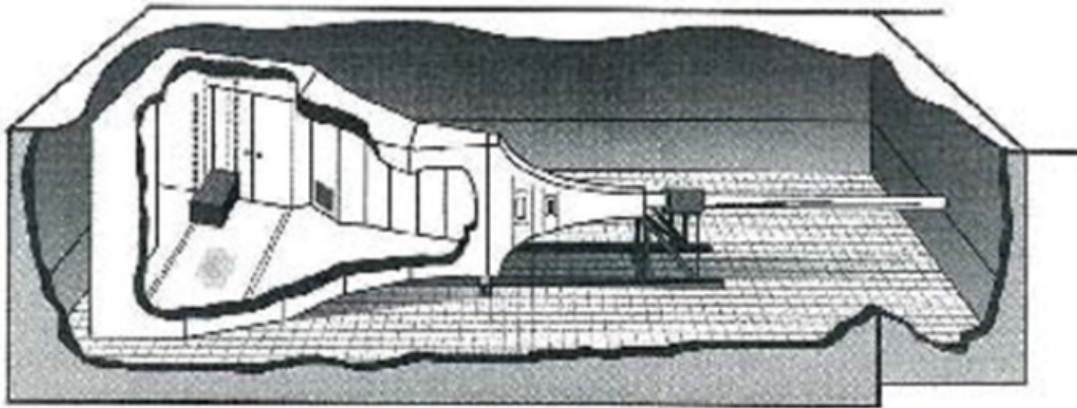


Figure 2.13 Dispositif de test Wyle (WAS 3000 couplée à une chambre réverbérante) [5]



Figure 2.14 Chambre réverbérante de la NASA Reverberant Test Facility (RATF). [6]

L'entreprise Team Corporation a mis au point deux versions (Mark VI et VII) d'un modulateur d'air comprimé fonctionnant à l'énergie hydraulique et permettant d'obtenir en sortie une puissance acoustique atteignant respectivement 150 et 200 kW. Aujourd'hui la plus grande chambre réverbérante du monde (avec un volume de $2\,860\text{ m}^3$) est équipée de plusieurs types de sources dont les WAS 3000 et les Mark VI et VII. Ces sources permettant de générer un bruit large bande permettant d'atteindre un niveau global au sein de cette chambre de test de 162,7 décibels [6] (Figure.2.14).

Les sources électropneumatiques ont aussi été utilisées comme sources secondaires dans des applications de contrôle actif de bruit. Afin de réduire les pulsations au sein d'un écoulement dans une ligne d'échappement un silencieux actif a été imaginé [37, 7, 38]. Composé d'un volet oscillant contrôlable en position. Ce système fonctionne comme une perte de charge fluctuante. Implémenté directement au sein de la ligne d'échappement il permet de lisser les fluctuations de l'écoulement généré par le moteur et donc de réduire les nuisances acoustiques associées.

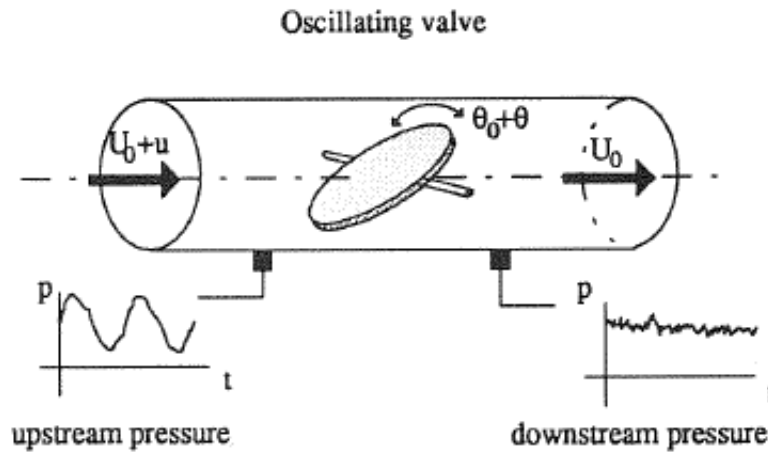


Figure 2.15 Volet oscillant au sein d'une ligne d'échappement [7]

Ces sources peuvent aussi être utilisées afin de créer des interférences destructives dans une démarche de contrôle actif de bruit. Une nouvelle source appelée HAPS pour *Harmonic Acoustic Pneumatic Source* a été créée [8] dans l'objectif d'être implémentée au sein de nacelles d'avion afin d'atténuer le bruit rayonné par ces dernières. Cette nouvelle source, parfaitement réglable en amplitude, fréquence et phase est composée d'une valve de régulation de débit ainsi que d'une cage tournante permettant de moduler l'écoulement (Figure.2.16).

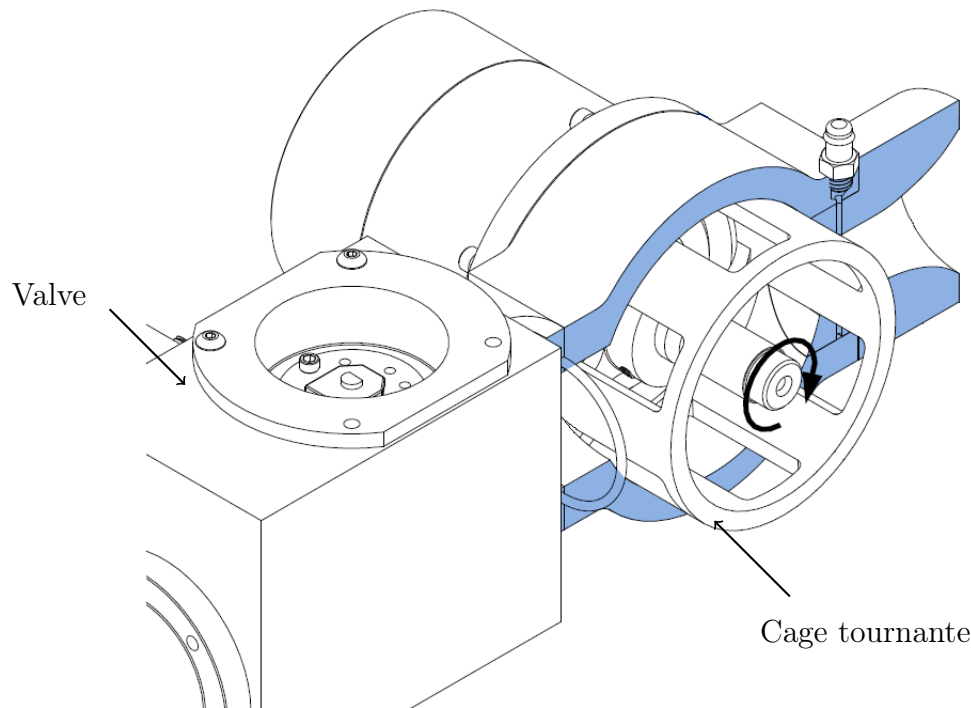


Figure 2.16 Schéma du HAPS (inspiré de [8])

Contrairement aux autres sources électropneumatiques, elle est constituée d'une surface fixe en série avec une surface fluctuante. L'amplitude de l'onde créée est régulée à l'aide de la valve tandis que la fréquence et phase sont dictées par la cage tournante [8]. Le HAPS a d'ores et déjà été implémenté afin de créer des interférences destructives d'un le cas d'une onde plane se propageant dans une guide d'onde rectangulaire [39]. Cette étude, réalisée entre 500 et 800 Hz a permis de démontrer que cette nouvelle source est une excellente candidate pour remplacer des sources plus classiques comme des haut-parleurs dans des application de contrôle actif.

Récemment des travaux ont été menés afin de concevoir une source dont le comportement serait parfaitement linéaire afin d'être facilement implémentable dans une application de contrôle actif. Pour ce faire, la source n'est plus alimentée seulement par une réserve en air comprimé mais aussi par une chambre de dépression [9]. La modulation de l'écoulement est gérée par un piston annulaire permettant de connecter alternativement la sortie de la source à l'une des deux chambres (Figure.2.17). Ce dispositif a permis de générer des ondes allant jusqu'à une amplitude pic de 1 kPa sur un intervalle de fréquence réduit ([28 ; 120] Hz).

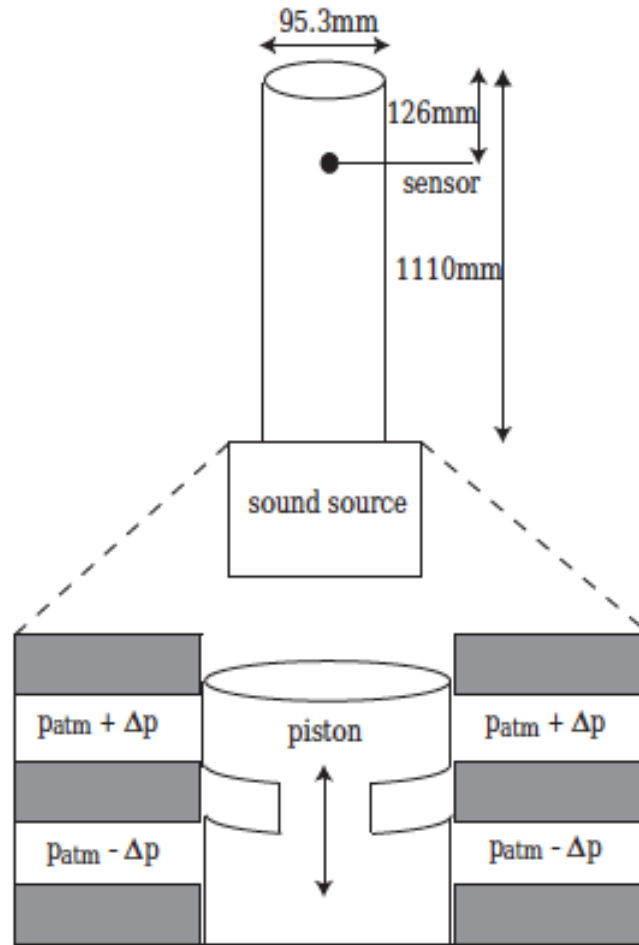


Figure 2.17 Source électropneumatique à pression d'alimentation symétrique [9]

2.6.2 Modèles analytiques

Cette section permet de détailler les modèles analytiques établis au fil du temps afin de modéliser le fonctionnement des différents types de source électropneumatique.

2.6.2.1 Haut-parleur pneumatique

Deux modèles ont été développés par [10] et [40] puis repris par [41] permet de modéliser le fonctionnement d'une source simple (Figure.2.18). Elle se décompose en trois régions :

- la zone de détente du fluide, au niveau de la section $A_1(t)$,
- la zone de mélange, où les équations de conservation sont considérées comme valides,
- le domaine acoustique, où une onde de pression, considérée comme plane, se propage à travers un cornet [36] ou un conduit [10].

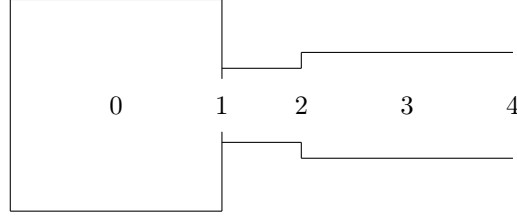


Figure 2.18 Source simplifiée issue du modèle de Chapman et Glendinning [10]

Dans ces modèles, le plenum est supposé d'un volume suffisamment important pour pouvoir considérer que sa pression p_{pl} est constante dans le temps. Le fluide contenu dans ce plenum s'échappe par une surface notée $A_1(t)$ qui fluctue périodiquement au cours du temps. Cette fluctuation de surface entraîne des variations dans le temps de la pression et vitesse de l'écoulement créé en amont. Le modèle est décomposé en deux différentes approches en fonction du nombre de Mach de l'écoulement au niveau de la surface fluctuante $A_1(t)$, une approche sonique $M=1$ et une subsonique $M<1$. Dans les deux cas on cherche à connaître la pression fluctuante générée en aval de la source, qui correspond à la pression acoustique générée par la source.

Haut-parleur pneumatique sonique L'hypothèse majeure associée à ce modèle est que l'écoulement est supposé sonique au niveau de la surface fluctuante permettant de moduler le débit d'air sous pression. Il est associé à l'équation dite du haut-parleur pneumatique (Eq.2.64) qui permet de connaître la pression et vitesse acoustique (respectivement $p_2(t)$ et $u_2(t)$) en fonction de la surface fluctuante de l'orifice.

Les travaux effectués par Meyer [36] ont permis d'établir une relation graphique entre cette pression fluctuante et la surface de passage de l'écoulement. Chapmann [10], Glendinning [40] puis Blondel [42] ont retravaillé cette approche et ont permis d'établir une relation analytique entre la pression et la vitesse au niveau de la zone de mélange en fonction de la surface de passage.

$$p_2(t)u_2(t) = \beta A_1(t) \quad (2.64)$$

Avec : $\beta = \left(\frac{5}{6}\right)^3 \frac{cp_{pl}}{A_2}$
 p_{pl} : Pression du plenum

Haut-parleur pneumatique subsonique Suite aux travaux effectués sur la modélisation du haut-parleur pneumatique sonique, un modèle basé sur le même concept de source simplifiée (Figure 2.18) en considérant une pression d'alimentation plus réduite a été pensé [42]. La pression étant réduite, l'écoulement d'air reste dans le domaine subsonique dans

l'ensemble du système. Ce modèle se base sur la formule classique de la vidange d'un réservoir sous pression et permet d'exprimer le débit volumique en sortie de source en fonction de la surface fluctuante de la source.

$$q(t) = A_1(t) \sqrt{\frac{C_c(P_{pl} - p_2(t))}{\rho}} \quad (2.65)$$

L'équation 2.65 est appelée l'équation fondamentale des hauts-parleurs subsonique. C_c est appelé coefficient de contraction. Il représente le ratio entre la surface réelle occupée par le jet formé par l'écoulement au travers de l'orifice et la section réelle de cet orifice. Il dépend de la géométrie du diaphragme. Classiquement il est compris dans l'intervalle $[0.62; 1]$.

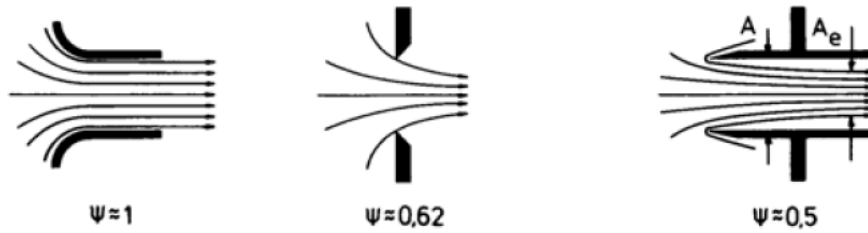


Figure 2.19 Exemple de coefficient de contraction en fonction du type d'orifice considéré [11]

2.6.2.2 Pertes de charges fluctuantes

Une approche différente a été développée par [37] puis reprise par [38] [7]. Leurs travaux se basent sur l'étude d'une valve papillon utilisée comme source secondaire pour contrôler activement le bruit qui se propage dans une ligne d'échappement. Dans cette étude, il faut distinguer la source primaire qui est le moteur de la source secondaire qui est la valve mobile. La source secondaire sera considérée comme une perte de charges singulière variable (figure 2.20).

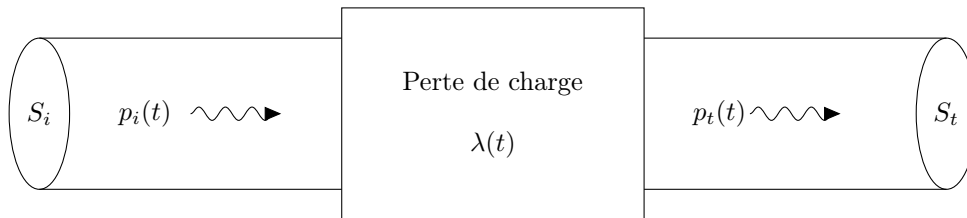


Figure 2.20 Représentation de la source en utilisant le formalisme des pertes de charges fluctuantes

Les hypothèses suivantes sont posées :

- L'écoulement est unidimensionnel,

- Les profils de vitesse sont considérés comme plat en entrée et sortie du dispositif étudié. L'écoulement en entrée et sortie est considéré comme pleinement développé,
- Les sections des conduits de la ligne sont constantes,
- L'évolution est considérée comme adiabatique (on néglige les transferts de chaleur avec l'extérieur),
- Le milieu est supposé homogène,
- Le produit de valeurs fluctuantes est négligeable (linéarisation au 1^{er} ordre). Les phénomènes d'acoustique non-linéaires ne sont pas considérés,
- La dimension L de la source est négligeable vis-à-vis des longueurs d'ondes.

Dans un premier temps l'étude porte sur la valve papillon statique en fixant son angle d'incidence. Cette valve est disposée dans une ligne d'échappement dont l'entrée est un moteur qui joue le rôle de source des pulsations.

Dans un deuxième temps intervient le développement du cas où la valve est mobile, dans une ligne ne comprenant pas de source primaire donc pas de moteur. Dans cette configuration, la variation périodique de l'incidence de la valve dans l'écoulement entraîne une variation du coefficient de perte de charges. C'est donc cette variation qui rend l'écoulement instationnaire et qui est responsable de la création d'une onde de pression acoustique. Cette onde est transmise en amont et aval de la source, l'écoulement est donc pulsé sur l'ensemble de la ligne d'échappement. Pour finir l'impact de la valve dans une ligne comprenant une source primaire est défini par l'addition des deux cas détaillés précédemment. Il débouche sur l'établissement de l'équation 2.66 permettant de lier les pressions amont et aval à la perte de charge du dispositif et aux caractéristiques de l'écoulement moyen [7].

$$\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2 = \tilde{\lambda} \bar{\rho} \frac{\bar{u}^2}{2} + M Z_{c0} \bar{\lambda} \nu \quad (2.66)$$

Avec :

- \tilde{p}_1 : Fluctuation de pression en amont de la source,
- \tilde{p}_2 : Fluctuation de pression en aval de la source,
- \bar{u} : Vitesse de l'écoulement moyen,
- $\bar{\lambda}$: Coefficient de perte de charge moyen,
- $\tilde{\lambda}$: Fluctuation du coefficient de perte de charge.

2.7 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter, dans un premier temps, l'état des connaissances associées à la propagation d'une onde plane, en conduit avec et sans écoulement et amortissement. Il ressort de cette étude que la propagation d'une onde acoustique dont on connaît

les caractéristiques peuvent être facilement modélisées. L'ensemble des éléments tels que le rayonnement, les sources de bruits et les systèmes acoustiques peuvent être réunis au sein d'un même modèle, proche des théories des circuits électriques.

L'intérêt a ensuite été porté sur les silencieux, au coeur de la problématique étudiée dans ce projet de recherche, a permis de lister les techniques expérimentales classiques de caractérisation. C'est au coeur de ces méthodes que devra s'intégrer la nouvelle source électropneumatique afin de palier les limitations des sources électro-acoustiques classiques (haut-parleur, chambre de compression).

Par la suite un historique des technologies et utilisations des source électropneumatiques a été dressé, permettant alors de cibler les solutions technologiques compatibles avec la problématique motivant ce travail. Différentes stratégies permettant de modéliser ce type de source ont aussi été présentées.

Le prochain chapitre permettra de détailler et d'appliquer les modèles analytiques de sources électropneumatiques à un cas particulier, associé à un prototype expérimental. Les résultats de ces modèles seront par la suite comparés à ceux d'une simulation numérique puis confrontés à ceux issus d'une étude expérimentale.

CHAPITRE 3

MODELISATION D'UNE SOURCE ELECTRO-PNEUMATIQUE

3.1 Introduction

Le travail de modélisation d'une source électropneumatique est détaillé dans ce chapitre. La source [10] sera modélisée à l'aide du modèle de haut-parleur pneumatique sonique publié par Chapman [10] et du modèle du haut-parleur subsonique de Blondel [42]. Suite à l'état des connaissances présentées au chapitre 2, ces deux modèles se sont révélés être les plus adaptés pour la modélisation de la source à concevoir. En effet, ces modèles servent à caractériser le fonctionnement d'une source électropneumatique en tant que source primaire, en amont d'une charge acoustique quelconque. C'est avec cette configuration de source que le banc de test sera utilisé. Ces modèles de source sont modifiés afin de pouvoir caractériser la source sous forme d'un générateur de Thévenin. Cette caractérisation permet d'intégrer la source dans un modèle de transmission de ligne dans le but de prédire la pression acoustique générée en différents points du conduit ouvert placé en aval. Par la suite, un modèle numérique, réalisé à l'aide du logiciel GT Power, permet d'obtenir une validation des résultats analytiques. L'influence de chacun des paramètres sur la pression générée est ensuite étudiée. Pour finir, une étude expérimentale est menée sur un HAPS (Figure.2.16) plus complexe que la source sur laquelle se basent les modèles théoriques. Les résultats de cette étude sont ensuite comparés aux prédictions analytiques et numériques.

3.2 Modélisation analytique

3.2.1 La source

Les modèles du haut-parleur sonique et subsonique sont tout deux basés sur une source utilisant le principe de la valve guillotine. Présentée en figure 3.1, elle peut être décomposée en 5 parties :

1. Le plenum, source d'air comprimé à la pression p_0 .
2. La restriction, surface fluctuante $A_1(t)$ permettant la modulation du débit d'air provenant du plenum.
3. La zone de mélange, zone d'instabilités fluides située en aval de la restriction.

4. Le conduit, qui constitue la charge acoustique.
5. La terminaison, non bafflée, qui lie le conduit et l'atmosphère.

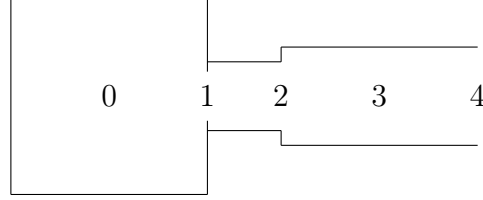


Figure 3.1 Source simplifiée issue du modèle de Chapman et Glendinning [10]

Les indices $i = 0, 1, 2, 3, 4$ utilisés par la suite, réfèrent aux différentes parties qui composent la source. Les sections 0,1 et 2 sont considérées comme étant dirigées par les théories issus du domaines de la mécanique des fluides tandis que les sections 3 et 4 sont supposées être issues du domaine de l'acoustique.

3.2.1.1 Modèle sonique

Les hypothèses posées pour l'étude de la source en régime sonique sont les suivantes :

1. Le volume du plenum (0) est supposé suffisamment important pour permettre de considérer que l'air contenu est stagnant et sa pression constante et égale à p_0
2. L'air est considéré comme un gaz parfait,
3. L'ensemble des transformations sont supposées adiabatiques,
4. Le flux est considéré unidimensionnel,
5. La pression contenue dans le plenum (0) est supposée suffisante pour permettre d'avoir un nombre de Mach associé à l'écoulement unitaire au niveau de la restriction $M_1 = 1$.

Dans un premier temps, afin de vérifier l'hypothèse d'un écoulement sonique à la restriction A_1 la pression du plenum doit être suffisamment élevée et donc supérieure à la pression critique p_c (Eq.3.1).

$$p_c = p_{atm} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (3.1)$$

avec p_{atm} la pression atmosphérique et $\gamma = 1.4$ ratio des chaleurs spécifiques.

Les équations de conservation (Eqs.2.2, 2.3 et 2.4) ainsi que les hypothèses énoncées plus haut permettent de poser le système d'équation suivant :

$$p_i = R\rho_i T_i, \quad (3.2)$$

$$c_i^2 = \gamma R T_i, \quad (3.3)$$

$$u_i = M_i c_i. \quad (3.4)$$

Dans un premier temps, une étude stationnaire est menée. Cette étude est réalisée en fixant la section de la restriction à sa valeur moyenne ($A_1(t) = A_1$). Elle permet d'exprimer l'ensemble des variables. Ce calcul est purement du domaine de la mécanique des fluides et ne fait en aucun cas intervenir les théories acoustiques. Les valeurs liées à l'air comprimé contenu dans le plenum (p_0, ρ_0 etc.) sont supposées connues ainsi que celles ayant trait à l'atmosphère. Les dimensions de la source telles que les sections A_1, A_2, A_3 sont elles aussi connues. Il est alors possible d'exprimer l'ensemble des autres variables à chacune des sections de la source. Cette étude stationnaire permet de lier la pression p_2 et la vitesse de l'écoulement u_2 en sortie de source à la surface de passage de l'écoulement A_1 (Eq. 3.5).

$$p_2 u_2 = \beta A_1 \quad (3.5)$$

avec $\beta = \left(\frac{5}{6}\right)^3 \left(\frac{p_0 c_0}{A_3}\right)$.

Cette équation (Eq.3.5) est la relation fondamentale décrivant le fonctionnement d'une source électropneumatique sonique.

Dans un deuxième temps, à l'aide de l'approximation quasi-statique, il est possible de faire intervenir les fluctuations. Chacune des variables pourra alors être exprimée comme la somme de la valeur moyenne et de l'amplitude des fluctuations. Par exemple pour la surface restrictive :

$$A_1(t) = \bar{A}_1 + \tilde{A}_1 \quad (3.6)$$

L'équation (3.5) devient alors :

$$(\bar{u}_2 + \tilde{u}_2)(\bar{p}_2 + \tilde{p}_2) = \beta(\bar{A}_1 + \tilde{A}_1) \quad (3.7)$$

En négligeant le terme $\tilde{p}_2 \tilde{u}_2$ et comme l'étude statique permet de poser $\bar{p}_2 \bar{u}_2 = \beta \bar{A}_1$ on obtient :

$$\bar{u}_2 \tilde{p}_2 + \bar{p}_2 \tilde{u}_2 = \beta \tilde{A}_1 \quad (3.8)$$

De plus, l'écoulement est supposé atteindre une vitesse de $M_1 = 1$ au niveau de la restriction, il peut donc être défini comme un écoulement "étranglé". Cette dénomination signifie que le débit massique ν est calculable à l'aide de l'équation 3.9. Il dépend de la pression de l'air comprimé contenu dans le plenum ainsi que de la surface la plus restrictive de la ligne, dans le cas de cette source au niveau de la section 1.

$$\bar{\nu} = A_2 \rho_2 \bar{u}_2 = \bar{A}_1 \sqrt{\gamma \rho_0 p_0 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (3.9)$$

A l'aide des équations 3.8 et 3.9 il est possible d'exprimer la pression et le débit massique en fonction des caractéristiques de la source et de son alimentation (Eq.3.10).

$$\bar{p}_2 + \frac{\bar{p}_2}{\bar{\nu}} \bar{\nu} \approx \frac{\beta A_2 \rho_2}{\bar{\nu}} \tilde{A}_1. \quad (3.10)$$

Cette équation permet alors d'exprimer cette source comme un générateur de Thévenin, composé d'une source de pression P_s et d'une impédance interne R_s (Eqs.3.11 et 3.12).

$$P_s = \frac{\tilde{A}_1}{\bar{A}_1} \frac{(5/6)^3 c_0 \rho_2}{\kappa}, \quad (3.11)$$

$$R_s = \frac{\bar{p}_2}{\bar{A}_1 p_0 \kappa}. \quad (3.12)$$

avec $\kappa = \sqrt{\frac{\gamma}{RT_0} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$.

3.2.1.2 Modèle subsonique

Ce modèle se base sur les mêmes hypothèses que le modèle sonique, à l'exception de l'hypothèse portant sur l'écoulement au niveau de la restriction de surface $A_1(t)$. Afin de rester dans le domaine subsonique, la pression d'alimentation p_0 doit être inférieure à la pression critique (Eq.3.1). De plus, dans ce cas, afin de considérer l'écoulement comme étant incompressible au niveau de l'orifice fluctuant, l'étude se limitera aux cas où $M_1 = 0.6$. Cette limitation provient du modèle publié par Blondel [41]. Il est alors possible de remplacer l'hypothèse 5, énoncée précédemment, par "La pression dans le plenum est limitée pour permettre de considérer un écoulement incompressible dont le nombre de Mach n'excède pas 0.6".

D'après Clark Jones [33], la source subsonique peut être vue comme une impédance variable constituée d'une partie résistive $R(t)$ et d'une partie réactive $L(t)$, toutes deux

fonction du temps. Les auteurs suivants [43, 44] précisent que cette impédance peut être considérée comme purement résistive car $L(t)$ est négligeable face à $R(t)$. En considérant l'écoulement comme étant turbulent et pleinement développé, il est possible d'exprimer la résistance $R(t)$ (eq.3.13).

$$R(t) = \frac{q(t)\rho}{C_c A_1^2(t)}, \quad (3.13)$$

avec $q(t)$: débit volumique passant au travers de la source.

Il est aussi possible d'exprimer la résistance de l'orifice comme :

$$R(t) = \frac{p(t)}{q(t)}, \quad (3.14)$$

avec $p(t) = P_{pl} - p_2(t)$: chute de pression aux bornes de l'orifice et P_{pl} : pression absolue contenue dans le plenum. La combinaison de ces deux dernières équations (Eqs.3.13 3.14) permet d'obtenir l'équation 3.15, appelée équation fondamentale du haut-parleur subsonique.

$$q(t) = A_1(t) \sqrt{C_c (P_{pl} - p_2(t)) / \rho} \quad (3.15)$$

Dans l'objectif d'uniformiser avec le travail effectué sur la source sonique, on utilisera le débit massique :

$$\nu(t) = \rho q(t) = A_1(t) \sqrt{C_c \rho (P_{pl} - p_2(t))} \quad (3.16)$$

L'objectif est alors d'utiliser de l'approximation quasi-statique pour décomposer l'équation 3.16 sous forme de valeurs moyennes et fluctuantes. Cependant, cette dernière équation n'est pas linéaire. Il est donc impossible d'appliquer directement la décomposition en valeurs fixes et fluctuantes à l'équation 3.16. Il est alors indispensable de linéariser cette équation avant d'appliquer la décomposition. Le développement limité au voisinage de 0 de la racine carrée est défini comme :

$$\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 \dots \quad (3.17)$$

En posant $K = C_c \rho$ et $p_0 = P_{pl} - \bar{p}_2$ pression d'alimentation relative à l'atmosphère dans l'équation 3.16 et en faisant l'hypothèse que les fluctuations sont faibles par rapport à la pression du plenum ($\tilde{p}_2 \ll p_0$) il est possible d'effectuer le développement limité détaillé en équation 3.17 en se limitant à l'ordre 1 :

$$\sqrt{K p_0} \sqrt{1 - \frac{\tilde{p}_2}{p_0}} \approx \sqrt{K p_0} \left(1 - \frac{\tilde{p}_2}{2 p_0}\right) \quad (3.18)$$

En reprenant l'équation 3.16 on a :

$$\tilde{\nu} + \bar{\nu} \approx \bar{A}_1 \left(\sqrt{K p_0} - \frac{\sqrt{K p_0 \tilde{p}_2}}{2 p_0} \right) + \tilde{A}_1 \left(\sqrt{K p_0} - \frac{\sqrt{K p_0 \tilde{p}_2}}{2 p_0} \right) \quad (3.19)$$

L'équation (eq.3.19) En fixant les variables à leurs valeurs moyennes, l'équation 3.19 donne :

$$\bar{\nu} = \bar{A}_1 \sqrt{C_c \rho (P_{pl} - \bar{p}_2)} = \bar{A}_1 \sqrt{K p_0} \quad (3.20)$$

En négligeant le terme $\tilde{A}_1 \tilde{p}_2$ on obtient :

$$\tilde{p}_2 + \tilde{\nu} \frac{2 p_0}{\bar{A}_1 \sqrt{K p_0}} \approx \frac{2 \tilde{A}_1 p_0}{\bar{A}_1} \quad (3.21)$$

Comme pour le modèle sonique, la source peut alors être exprimée sous forme d'un générateur de Thévenin avec :

$$P_s = \frac{2 \tilde{A}_1 p_0}{\bar{A}_1} \quad (3.22)$$

$$R_s = \frac{2 \sqrt{p_0}}{\bar{A}_1 \sqrt{K}} \quad (3.23)$$

Ce travail permet de passer de l'équation fondamentale du haut-parleur subsonique (Eq.3.16) défini par [42] à une caractérisation de la source subsonique sous forme d'un générateur de Thévenin.

3.2.2 La ligne de transmission

La section précédente a permis de déterminer les caractéristiques P_s et R_s de la source de bruit pour les régimes sonique et subsonique. Dans cette section, la ligne composée d'un conduit ouvert et non-bafflé placé en aval de la source va être détaillée et modélisée.

Il est possible de calculer l'impédance de la charge acoustique Z_{eq} , représentée par le conduit ouvert et le rayonnement (Figure.3.2).

La pression acoustique en sortie de la source \tilde{p}_2 peut donc être exprimée en fonction des caractéristiques de la source et de l'impédance de la charge.

$$\tilde{p}_2 = \frac{Z_{eq}}{R_s + Z_{eq}} P_s. \quad (3.24)$$

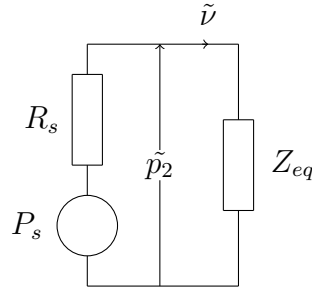


Figure 3.2 Représentation électroacoustique de la source débitant dans une charge acoustique d'impédance Z_{eq}

La résonance, observée aux alentours de 280 Hz entraîne un pic dans l'amplitude ainsi qu'un changement de phase. Un second changement de phase est observable vers 550 Hz et correspond à un zéro dans l'amplitude (Figure.3.3).

Les pressions mesurées dans le conduit seront affectées par la réponse en fréquence de la charge acoustique. Afin de prédire l'amplitude et la phase de l'onde de pression se propageant dans le guide d'onde, le conduit est séparé en deux portions. La première, séparant la source du point de mesure, de longueur l_{23} et la seconde séparant le point de mesure et la terminaison, de longueur l_{34} . Comme vu au chapitre 2 chaque portion de conduit sera représentée par un quadripôle et la terminaison par une impédance (Figure.3.4).

La figure 3.4 peut être traduite sous forme d'une équation mettant en oeuvre les matrices de transfert :

$$\begin{bmatrix} P_s \\ \tilde{v}_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & R_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{23} & B_{23} \\ C_{23} & D_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{34} & B_{34} \\ C_{34} & D_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{p}_4 \\ \tilde{v}_4 \end{bmatrix}. \quad (3.25)$$

Avec : $\tilde{p}_4/q_{m4} = Z_r$

Les matrices des conduits sont définies à l'aide des modèles établis au chapitre 2. L'écoulement moyen et l'amortissement sont pris en compte dans le calcul de la matrice de transfert du conduit. :

$$\begin{bmatrix} \tilde{p}_3 \\ \tilde{v}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{34} & B_{34} \\ C_{34} & D_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{p}_4 \\ \tilde{v}_4 \end{bmatrix}. \quad (3.26)$$

Avec :

$$\begin{bmatrix} A_{23} & B_{23} \\ C_{23} & D_{23} \end{bmatrix} = \frac{e^{-j(k^+ - k^-)l}}{Z_c^+ + Z_c^-} \begin{bmatrix} Z_c^- e^{-jk^+l} + Z_c^+ e^{jk^-l} & Z_c^+ Z_c^- e^{jk^-l} - e^{-jk^+l} \\ e^{jk^-l} - e^{-jk^+l} & Z_c^+ e^{-jk^+l} + Z_c^- e^{jk^-l} \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

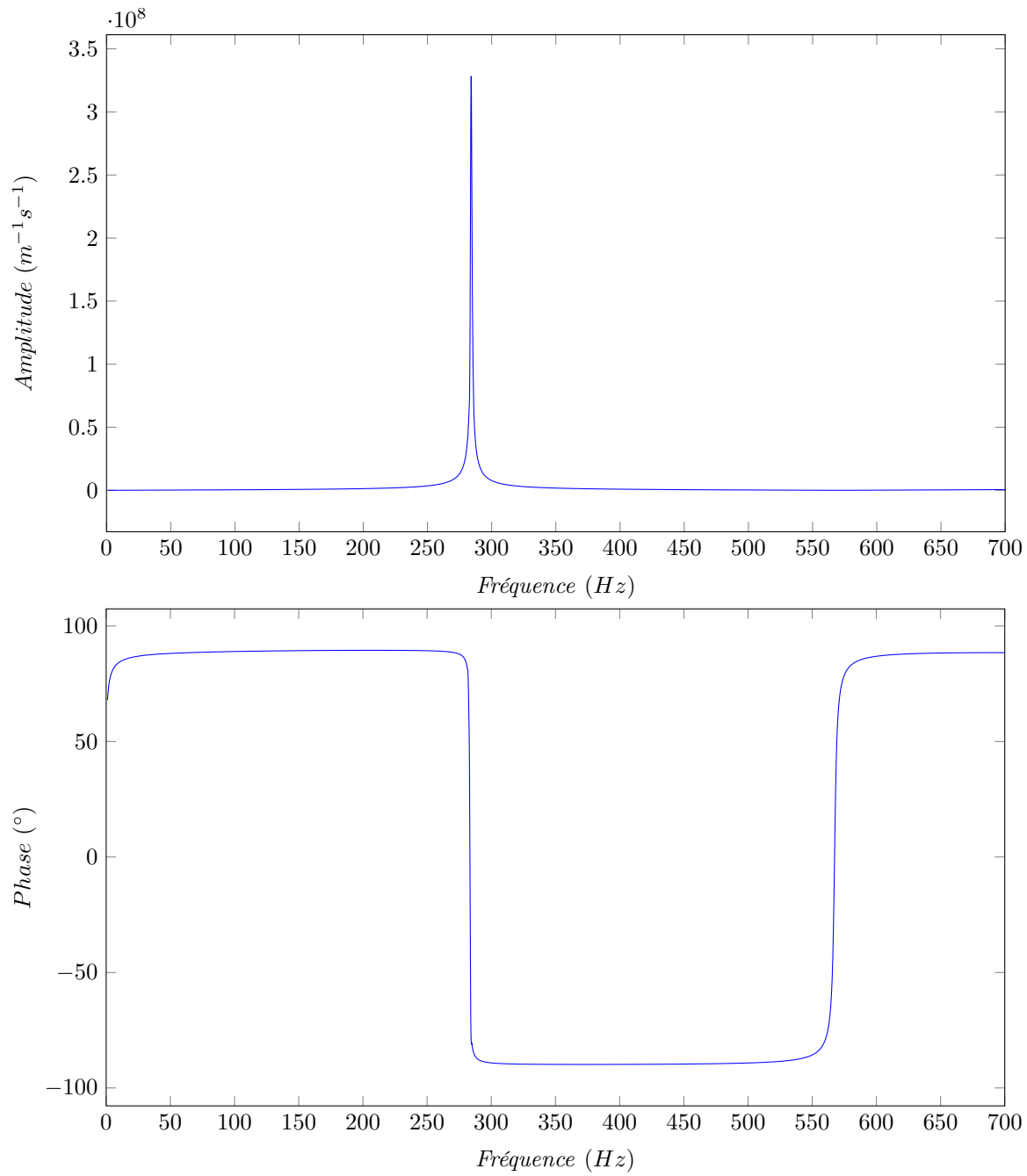


Figure 3.3 Impédance de la charge acoustique pour un conduit de longueur : 254 mm avec une terminaison non-bafflée pour un nombre de Mach : $M=0.017$.

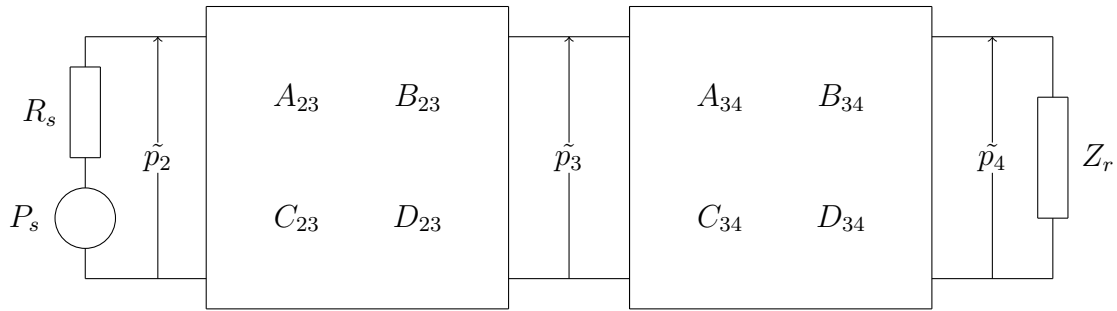


Figure 3.4 Modèle électro-acoustique de la source et du conduit instrumenté

Les nombres d'ondes k^+ et k^- sont définis aux équations 2.29 et les impédances caractéristiques sont définis aux équations 2.41.

Les codes analytiques, programmés sous MATLAB 2018b, permettant le calcul de la pression au point 3, en amplitude et phase, sont consignés en annexe A.2.

3.3 Validation numérique

Une étude numérique a été réalisée afin de valider l'ensemble du modèle analytique développé précédemment. Le modèle sera réalisé en utilisant le logiciel commercial GT Power. Ce logiciel est largement utilisé dans l'industrie automobile. Il est aussi utilisé par le partenaire industriel du projet, BRP pour modéliser les lignes d'échappements. La modélisation des lignes de transmission est réalisée en 1D à l'aide de blocs tels que des conduits, terminaisons etc. Les effets visco-thermiques sont pris en compte dans le modèle numérique. La résolution temporelle des équations de Navier-Stokes est ensuite réalisée sur la ligne. Cette méthode de résolution permet de prendre en considération les phénomènes acoustiques non-linéaires, non pris en compte dans les modèles analytiques.

La source est représentée comme la source simplifiée développée dans le modèle analytique (Figure.3.1). L'air comprimé présent dans le réservoir passe au travers d'un orifice dont la surface fluctue périodiquement au cours du temps. L'onde de pression générée se propage ensuite dans un conduit dont la terminaison non-bafflée émerge dans l'atmosphère.

Pour cette validation, le conduit est d'une longueur de 254 mm (10 pouces) et d'un diamètre interne de 25.4 mm (1 pouce). Trois points de mesures de pressions sont placés dans le conduit à respectivement 77, 107 et 177 mm de la source. Ces dimensions ont été choisies afin de correspondre à celles du HAPS utilisé pour la validation expérimentale détaillée en section 3.4.

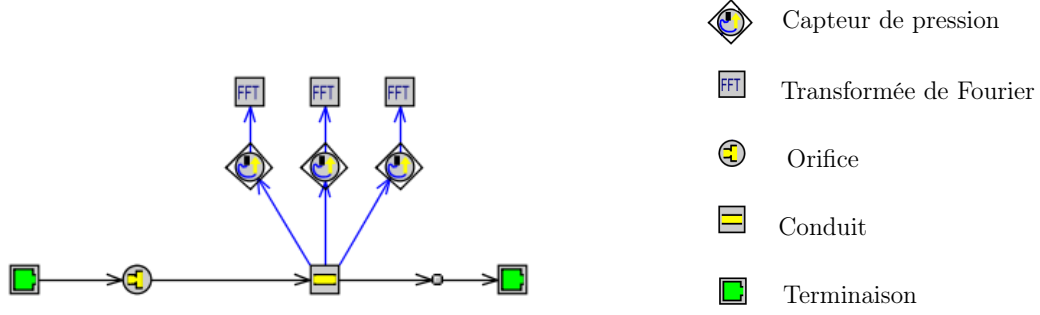


Figure 3.5 Modèle de la source simplifiée sur GT Power (Figure.3.1)

Les trois prises de pressions permettent de valider la modélisation de la source mais aussi la théorie de propagation dans le conduit ainsi que l'impédance de rayonnement en fin de conduit. Les paramètres influant le calcul de P_s et R_s vont être variés lors de différents essais numériques.

3.3.1 Validation numérique du modèle sonique

3.3.1.1 Impact de la pression d'alimentation, p_0

Dans l'objectif de vérifier l'impact de la pression d'alimentation p_0 sur l'onde pression générée, tous les autres paramètres influant sont fixés :

- Localisation du capteur : $l_{23} = 107$ mm de la source,
- Surface moyenne de l'orifice : $\bar{A}_1 = 5$ mm²,
- Ratio de fluctuation : $\frac{\bar{A}_1}{A_1} = 10$ %.

Les caractéristiques de la source sont calculées en utilisant les équations 3.11 et 3.12 et sont compilées dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 Pression source et impédance interne pour différentes pressions d'alimentation

p_0 (Pa)	2.07×10^5 (30 PsiG)	2.76×10^5 (40 PsiG)	3.45×10^5 (50 PsiG)	4.14×10^5 (60 PsiG)
P_s (Pa)	1.01×10^4	1.01×10^4	1.01×10^4	1.01×10^4
R_s (m ⁻¹ s ⁻¹)	2.79×10^7	2.28×10^7	1.93×10^7	1.67×10^7

L'augmentation de la pression d'alimentation entraîne une diminution de l'impédance interne R_s de la source. Cette diminution vient affecter le ratio d'impédance présent dans l'équation 3.24. Ce ratio tend alors vers 1 et entraîne alors une augmentation de l'amplitude de l'onde de pression en amont de la source p_2 .

La figure 3.6 démontre une bonne concordance des résultats en amplitude et phase des modèles analytiques et numérique, pour différentes pressions d'alimentation. Les écarts

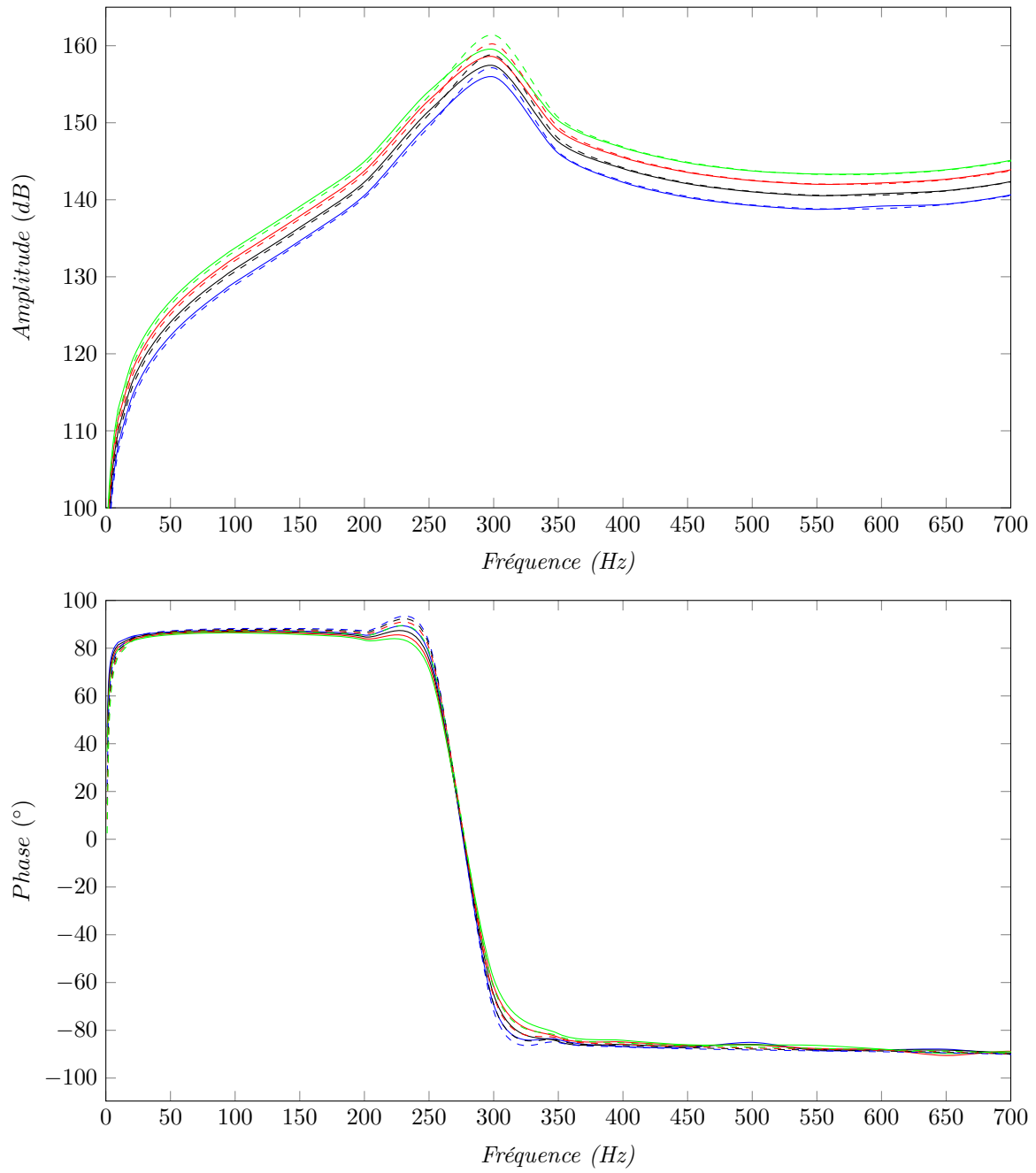


Figure 3.6 Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et le modèle numérique GT Power avec :

$$l_{23} = 107 \text{ mm}, \bar{A}_1 = 5 \text{ mm}^2, \tilde{A}_1 = 10 \% \bar{A}_1.$$

observés sont inférieurs à 2 dB pour l'amplitude et 10 degrés pour la phase. Comme attendu, l'amplitude de l'onde acoustique augmente avec la pression p_0 .

3.3.1.2 Impact de la surface moyenne, \bar{A}_1

Dans cette partie, seule la surface moyenne de l'orifice sera étudiée. Pour ce faire la surface fluctuante variera dans les mêmes proportions afin de conserver le ratio de surfaces $\frac{\bar{A}_1}{A_1}$ constant et égal à 10 %.

L'équation 3.12 montre que l'impédance interne de la source R_s est inversement proportionnelle à \bar{A}_1 . Les caractéristiques de la source pour les différents cas sont regroupées dans le tableau 3.2.

Tableau 3.2 Pression source et impédance interne pour différentes surfaces moyennes

A_1 (mm ²)	5	50	100
P_s (Pa)	1.01×10^4	1.01×10^4	1.01×10^4
R_s (m ⁻¹ s ⁻¹)	2.28×10^7	2.28×10^6	1.14×10^6

L'augmentation de la surface moyenne de l'écoulement entraîne la diminution de l'impédance interne. Cette dernière peut alors devenir négligeable face à l'impédance équivalente de la charge acoustique Z_{eq} . Dans ce cas précis, les résonances du conduit se voient atténuées et le niveau de pression mesuré augmente.

La figure 3.7 démontre que le modèle analytique sonique permet de modéliser le fonctionnement de la source pour différentes surfaces moyennes d'écoulement et par conséquent différents nombres de Mach de l'écoulement moyen ($M_3 = [0.017 \ 0.03]$).

Les résultats de phase, en basses fréquences, diffèrent entre le modèle analytique et numérique. Cet écart, augmentant avec \bar{A}_1 est dû à la modélisation de la viscosité lors de la propagation de l'onde, qui entraîne un déphasage en basse fréquence.

3.3.1.3 Impact du ratio des surfaces, $\frac{\bar{A}_1}{A_1}$

D'après l'équation 3.11 la pression source dépend directement du ratio étudié. L'augmentation de ce ratio permet alors d'obtenir une onde acoustique d'amplitude plus élevée. Les impédances de la source et de la charge ne sont pas affectées par ce ratio.

La figure 3.8 démontre que l'amplitude de l'onde de pression augmente avec ce ratio. Étant donné qu'aucune impédance n'est affectée, la réponse en fréquence reste la même pour tous les cas étudiés ici. On remarque ici les limites du modèle analytique sonique car, quand le ratio est maximal, le modèle analytique surestime l'amplitude au niveau de la fréquence

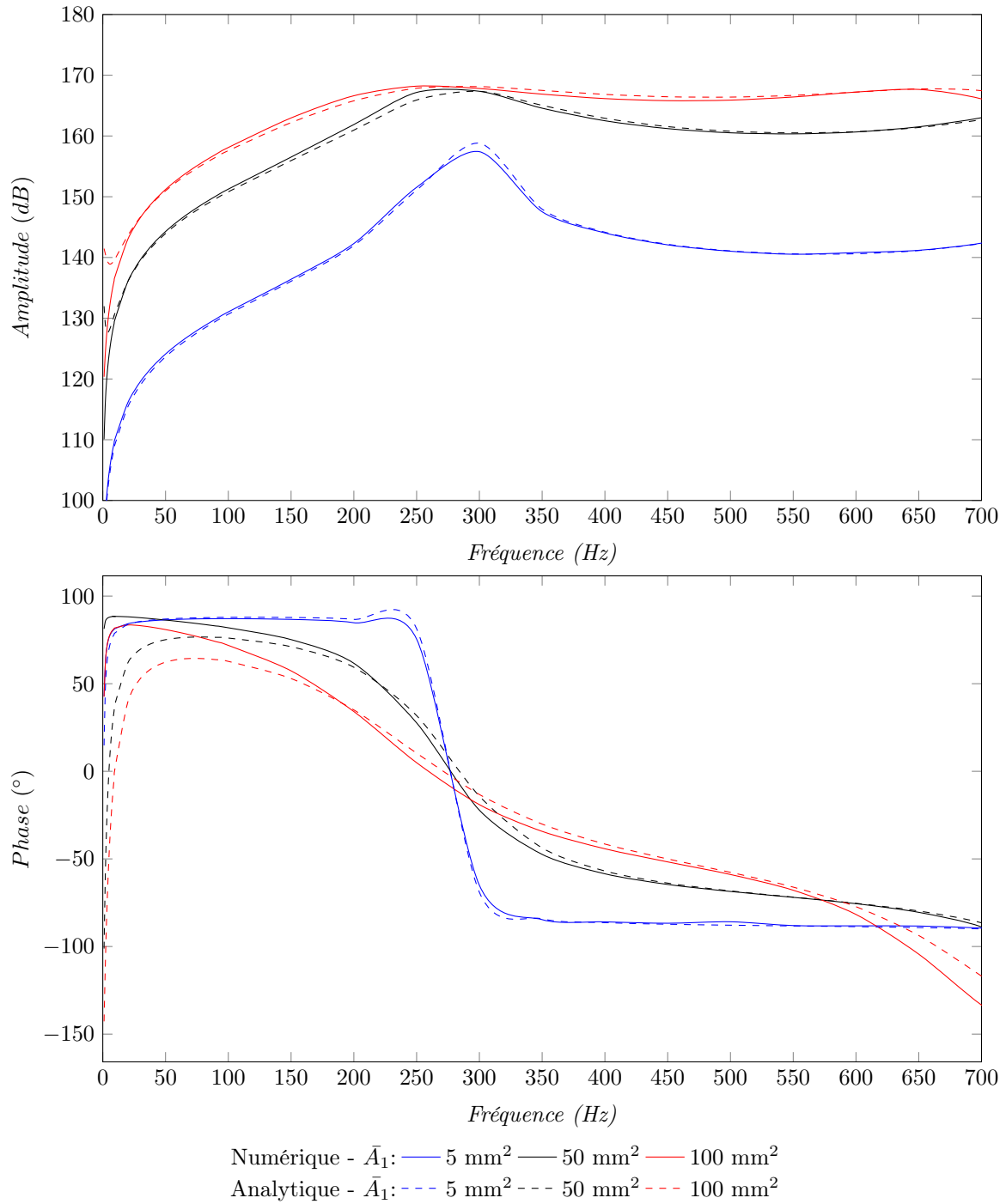


Figure 3.7 Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et le modèle numérique GT Power avec :

$$l_{23} = 107 \text{ mm}, p_0 = 2.76 \times 10^5 \text{ Pa (40 PsiG)}, \tilde{A}_1 = 10 \% \bar{A}_1.$$

Tableau 3.3 Pression source et impédance interne pour différents ratio de surfaces

\tilde{A}_1/\bar{A}_1 (%)	10	20	50	100
P_s (Pa)	1.01×10^4	2.03×10^4	5.07×10^4	1.01×10^5
R_s ($\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$)	2.28×10^7	2.28×10^7	2.28×10^7	2.28×10^7

de résonance. Cet écart, d'environ 5 dB peut s'expliquer par l'hypothèse quasi-statique utilisée dans le modèle analytique. L'onde acoustique est considérée dans ce modèle comme une petite perturbation ajoutée à un écoulement moyen.

Cependant avec l'augmentation du ratio \tilde{A}_1/\bar{A}_1 la perturbation augmente et cette hypothèse n'est plus valide. De plus, l'amplitude au niveau des résonances est telle que des phénomènes d'acoustiques non linéaire peuvent apparaître lors de la propagation de l'onde dans le conduit.

Comme indiqué en section 2.4 ces phénomènes génèrent une distorsion harmonique de l'onde et entraînent donc le déplacement de l'énergie sur ces composantes harmoniques réduisant ainsi l'amplitude de la composante fondamentale. Ces effets non-linéaires ne sont pas modélisés analytiquement mais interviennent numériquement grâce à la résolution dans le domaine temporel effectuée par le logiciel GT Power.

3.3.1.4 Impact de la localisation du capteur de pression, l_{23}

Un changement de localisation du capteur de pression entraîne la modification de la réponse en fréquence observée à ce point. La pression débitée par la source \tilde{p}_2 reste la même cependant la pression relevée \tilde{p}_3 varie. Ce changement est dicté par la matrice de transfert de cette partie de conduit (Eq.3.27) représentée en figure 3.4.

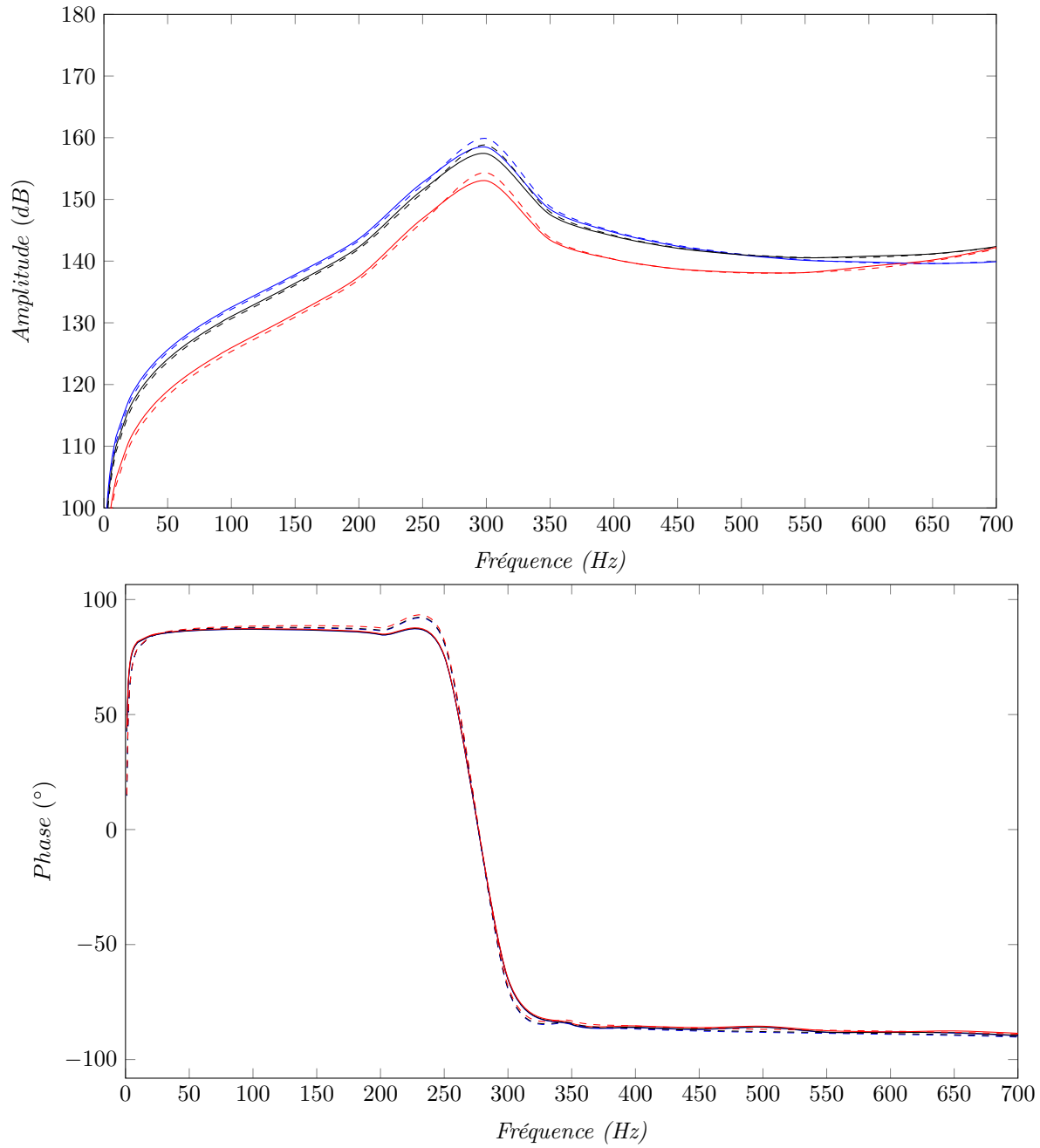
Les résultats présentés en figure 3.9 permettent de valider la modélisation de la propagation en conduit utilisée dans le modèle analytique.

Cette section a permis de valider, à l'aide d'un outil numérique utilisant une méthode de résolution temporelle, le modèle analytique de haut-parleur pneumatique sonique [10] couplé à la théorie de transmission de ligne [1].

3.3.2 Validation numérique du modèle subsonique

3.3.2.1 Impact de la pression d'alimentation, p_0

L'impact de la pression d'alimentation p_0 sur l'onde pression générée est étudié dans cette section. Les autres paramètres influant dans le calcul sont fixés. Les caractéristiques de la



Numérique - Emplacement du capteur: — 77 mm — 107 mm — 177 mm

Analytique - Emplacement du capteur: - - - 77 mm - - - 107 mm - - - 177 mm

Figure 3.9 Comparaison entre les résultats du modèle analytique sonique et numérique GT Power avec :

$$p_0 = 2.76 \times 10^5 \text{ Pa (40 PsiG)}, \bar{A}_1 = 5 \text{ mm}^2, \tilde{A}_1 = 10 \% \bar{A}_1.$$

Tableau 3.4 Pression source et impédance interne pour différentes pressions d'alimentation

p_0 (Pa)	0.34×10^5 (5 PsiG)	0.69×10^5 (10 PsiG)
P_s (Pa)	0.69×10^4	1.38×10^4
R_s ($\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$)	4.83×10^7	8.13×10^7

Comme prévu par les équations 3.22 et 3.23 l'augmentation de la pression p_0 entraîne une augmentation simultanée et proportionnel de P_s et Z_s .

L'amortissement du modèle numérique semble plus important que celui du modèle analytique. Cette différence entraîne des écarts en amplitude et phase aux alentours de la fréquence de résonance du conduit. Pour le reste de la plage de fréquence les écarts n'excèdent pas 2 dB pour l'amplitude et 10 degrés pour la phase.

3.3.2.2 Impact de la surface moyenne, \bar{A}_1

L'impact de la surface moyenne de l'orifice concerne uniquement l'impédance interne de la source R_s (Eq.3.23). L'augmentation de cette surface entraîne une diminution proportionnelle de l'impédance et affecte le ratio défini dans l'équation 3.24. Les résonances imposées par la charge acoustique se voient alors atténuées tout en obtenant un niveau de pression acoustique plus élevé.

Tableau 3.5 Pression source et impédance interne pour différentes surfaces moyennes

\bar{A}_1 (mm^2)	5	50	100
P_s (Pa)	0.69×10^4	0.69×10^4	0.69×10^4
R_s ($\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$)	4.83×10^7	4.83×10^6	2.42×10^6

La figure 3.11 met en évidence une diminution de l'erreur de prédiction au niveau de la fréquence de résonance lorsque la surface moyenne augmente. En effet l'augmentation de la surface moyenne de l'orifice permet d'obtenir un nombre de Mach plus faible au niveau de la restriction et donc de respecter plus amplement l'hypothèse d'un écoulement subsonique.

3.3.2.3 Impact du ratio des surfaces, $\frac{\bar{A}_1}{A_1}$

Le ratio des surfaces $\frac{\bar{A}_1}{A_1}$ est directement proportionnel à la pression source P_s et n'impacte pas l'impédance (Table.3.6). Une augmentation de ce dernier entraîne donc une augmentation de la pression source et par conséquent une augmentation du niveau de pression mesuré dans le conduit (Figure.3.12).

La différence d'amortissement entre les modèles est ici aussi visible et semble être de la même ampleur quel que soit le ratio de surface utilisé.

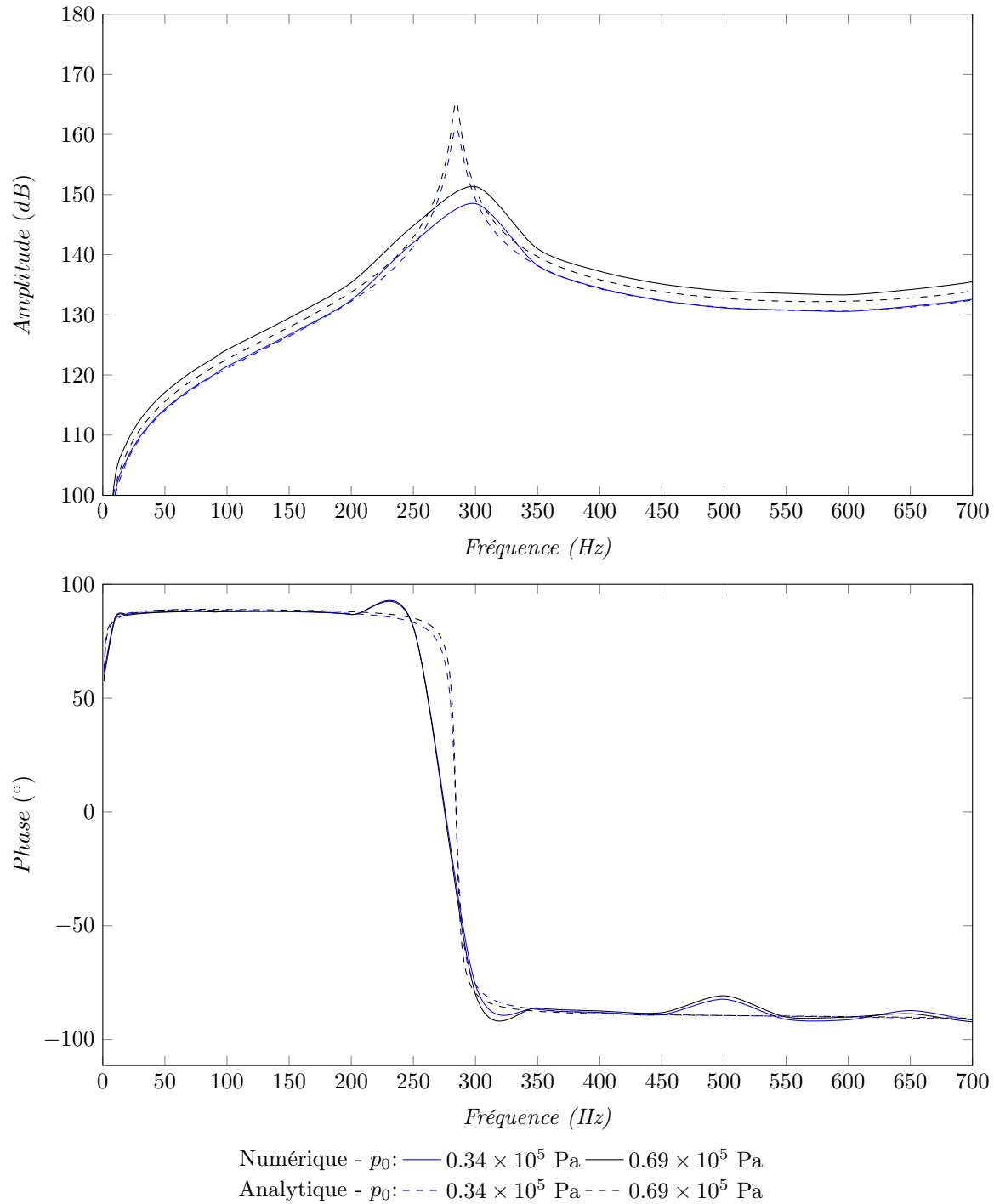


Figure 3.10 Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec :
 $l_{23} = 107$ mm, $\bar{A}_1 = 5$ mm², $\bar{A}_1 = 10$ % \bar{A}_1 .

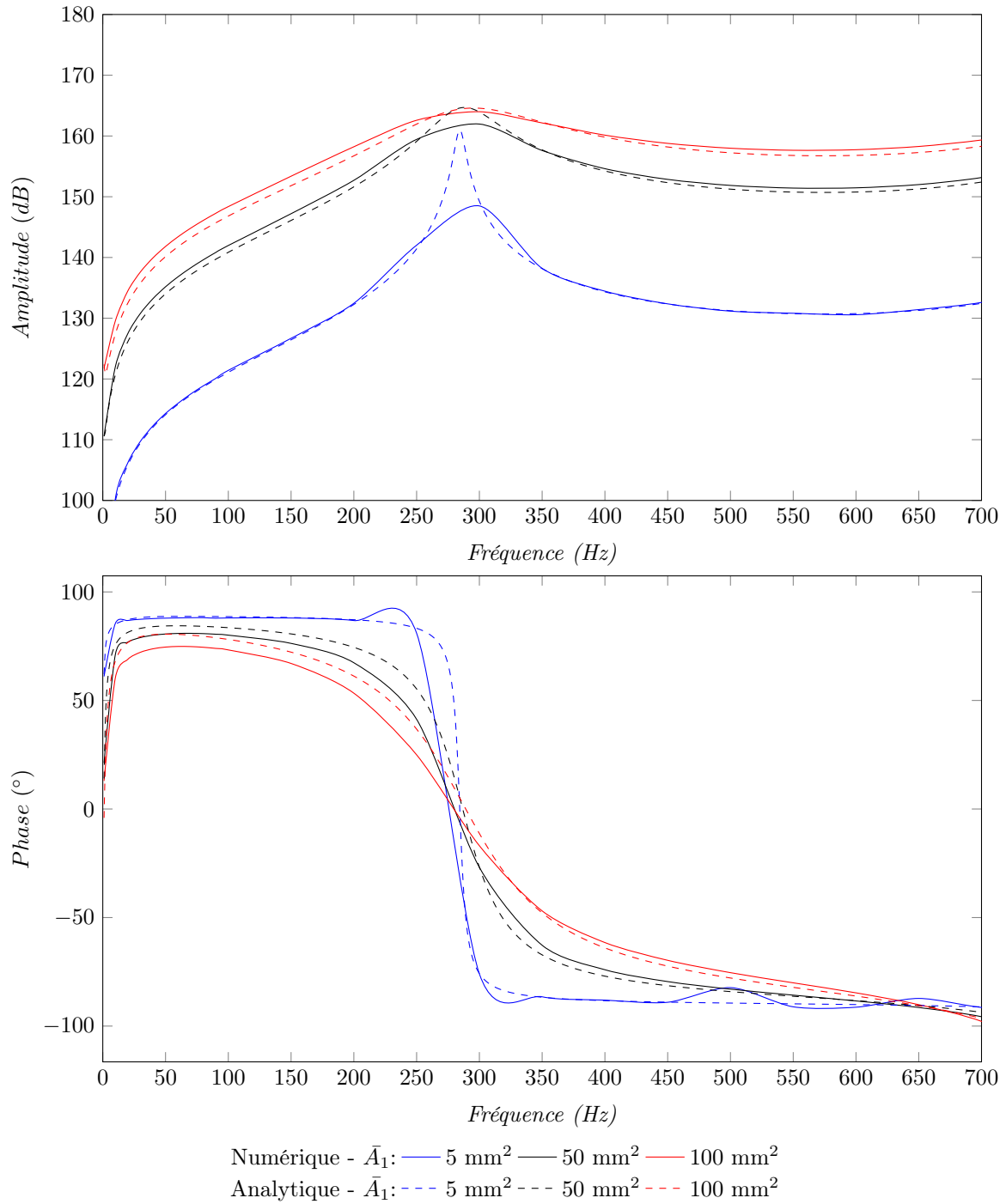


Figure 3.11 Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec :
 $l_{23} = 107$ mm, $\tilde{A}_1 = 10\%$ \bar{A}_1 , $\bar{p}_0 = 0.34 \times 10^5$ (5 PsiG)

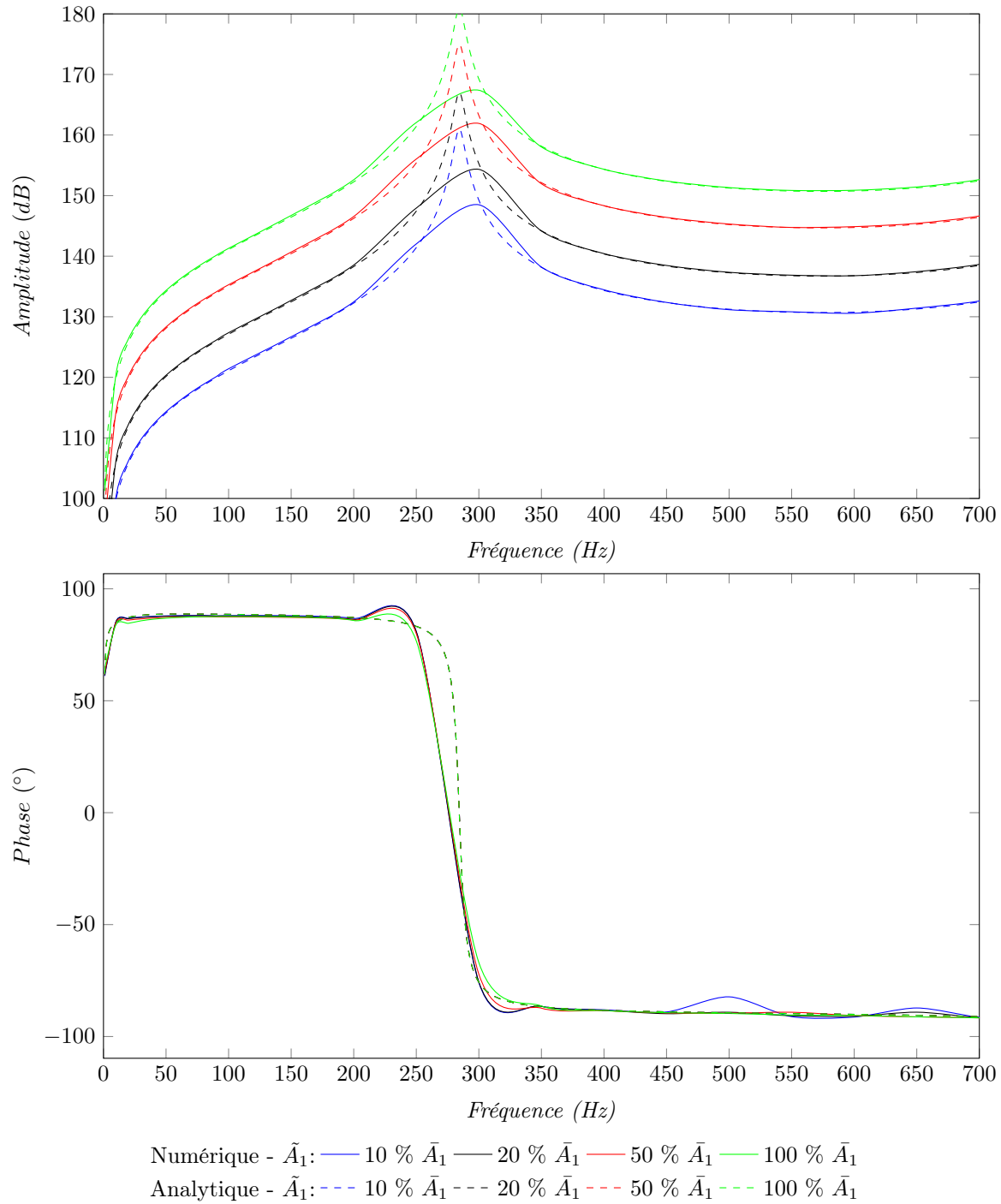


Figure 3.12 Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec :

$$l_{23} = 107 \text{ mm}, \bar{A}_1 = 5 \text{ mm}^2, \bar{p}_0 = 0.34 \times 10^5 \text{ (5 PsiG)}$$

Tableau 3.6 Pression source et impédance interne pour différents ratio de surfaces

\tilde{A}_1/\bar{A}_1 (%)	10	20	50	100
P_s (Pa)	0.69×10^4	1.38×10^4	3.44×10^4	6.89×10^4
R_s ($\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$)	4.83×10^7	4.83×10^7	4.83×10^7	4.83×10^7

3.3.2.4 Impact de la localisation du capteur de pression, l_{23}

Les caractéristiques P_s et R_s de la source ne sont pas impactées par ce changement. Le changement de localisation du capteur de pression entraîne uniquement la modification des matrices de transfert des parties de conduits situé de part et d'autre du point de mesure (Figure.3.4).

3.4 Validation expérimentale

Le travail de validation expérimentale est réalisé à l'aide d'un HAPS conçu lors de précédents projets menés au GAUS [12] ayant fait l'objet d'un brevet [8]. La commande du dispositif a été mise en place au cours de ce projet afin de contrôler cette source en amplitude, fréquence et phase. Cette partie viendra détailler le montage utilisé, la méthodologie mise en place lors de cette validation ainsi que les résultats obtenus.

3.4.1 Montage expérimental

Le montage expérimental est présenté en figure 3.14.

L'air comprimé provenant d'un réservoir traverse la source et le conduit avant d'émerger dans une chambre semi-anéchoïque. La ligne est constituée d'une valve de contrôle de débit rotative, une source électropneumatique et un conduit dont la terminaison est non bafflée. Un capteur de pression statique (Freescall MPX5700) est placé en amont de la valve rotative afin de mesurer la pression d'alimentation p_0 .

Le surface fluctuante du HAPS est engendrée par une cage cylindrique avec 6 ouvertures, mise en rotation par un moteur brushless. Les 6 ouvertures présentes sur la cage permettent de générer une onde de pression acoustique de fréquence 6 fois plus importante que la fréquence de rotation du moteur. Le moteur est contrôlé en rotation par une servo-drive utilisant le feedback d'un encodeur optique à 600 impulsions/révolution, placé sur l'axe du moteur. En aval de la source, un conduit de 254 mm de longueur et 25.4 mm de diamètre est instrumenté avec trois capteurs de pression instationnaires (PCB 113B28). Les capteurs de pressions sont placés à respectivement [77, 107, 177] mm de la source.

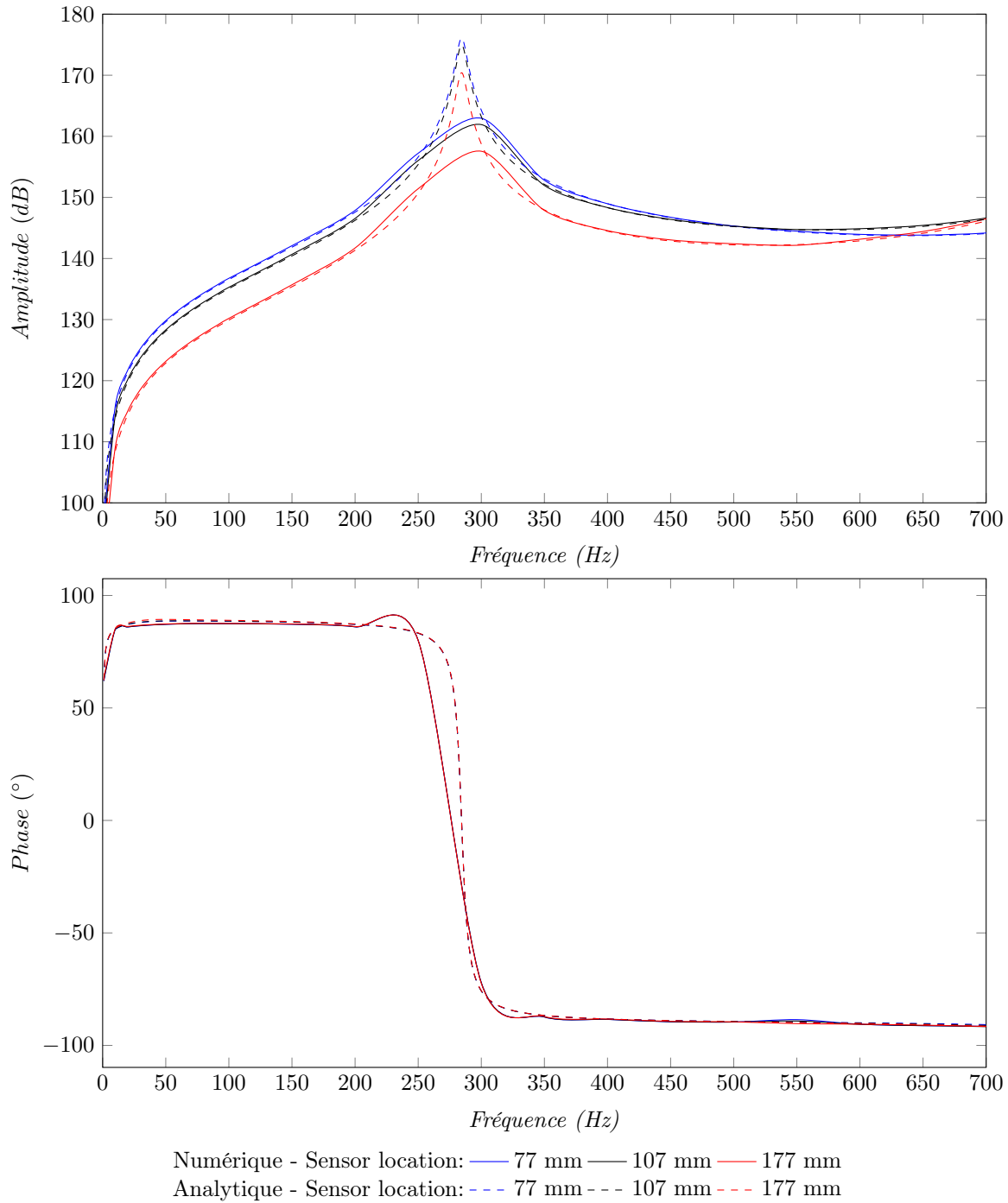


Figure 3.13 Comparaison entre les résultats du modèle analytique subsonique et le modèle numérique GT Power avec : $\bar{p}_0 = 0.34 \times 10^5$ (5 PsiG), $\bar{A}_1 = 5 \text{ mm}^2$, $\tilde{A}_1 = 50 \% \bar{A}_1$.

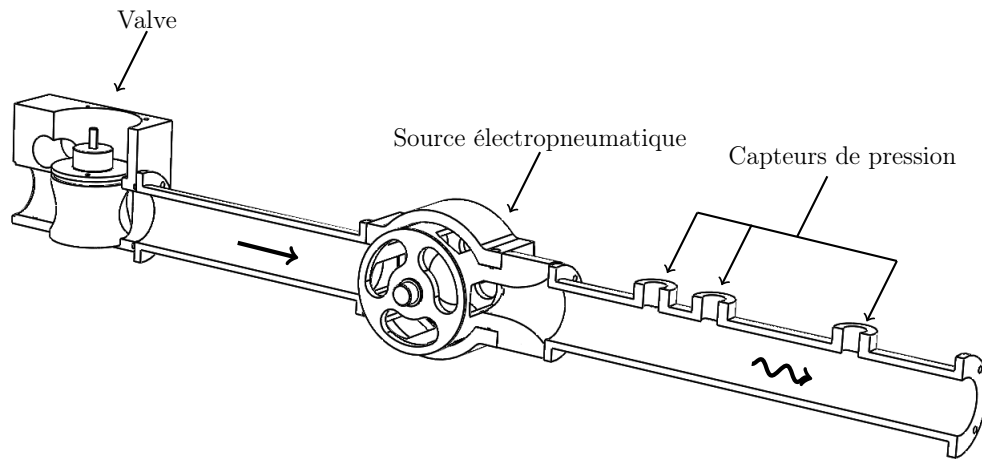


Figure 3.14 Schéma de la source électropneumatique au sein de la ligne

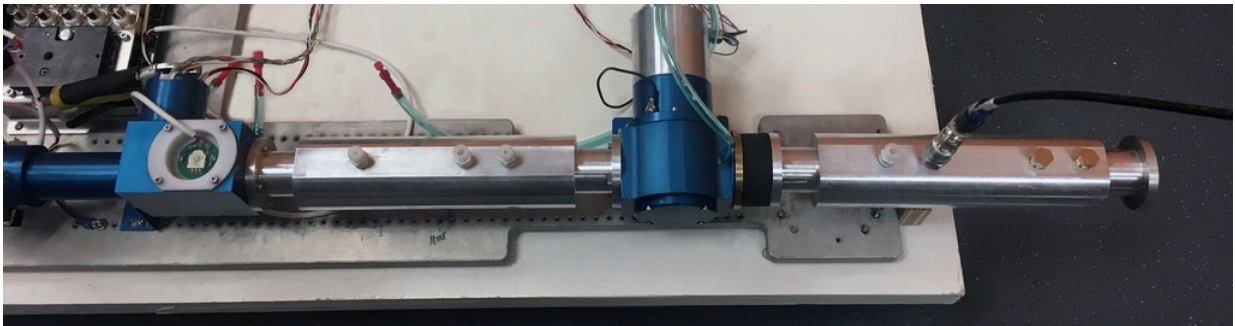


Figure 3.15 Photo du montage expérimental

Cette source est utilisable sur la plage de fréquence [50 700] Hz avec une pression d'alimentation allant de 10 à 60 PsiG.

3.4.2 Méthode expérimentale

Afin de balayer en pression d'alimentation et en fréquence le domaine d'utilisation, les essais seront réalisés, comme suit :

- La pression d'alimentation est fixée manuellement à l'aide d'un régulateur de pression manuel, situé en amont du dispositif,
- La fréquence de rotation de la cage est fixée,
- L'acquisition des signaux dure environ 10 secondes.

Le processus est répété en augmentant la fréquence par pas de 50 Hz jusqu'à avoir balayé l'entièreté de la plage de travail. La pression d'alimentation est alors augmentée par pas de 10 PsiG avant de reprendre le balayage en fréquence.

Afin d'avoir une référence de phase stable pour l'ensemble des essais, la rotation de la cage est contrôlée à l'aide d'une boucle à verrouillage de phase. Cette stratégie permet de contrôler la vitesse de rotation de la cage ainsi que la phase de la source. Pour ce faire une référence de phase est construite à l'aide du feedback donné par l'encodeur optique. Un phaseur de référence est créé à l'aide de la phase et fréquence objectif (resp. ϕ_0 et ω_0 (eq.3.28)).

$$Ref = e^{j(\omega_0 t + \phi_0)} \quad (3.28)$$

La sortie de la boucle à verrouillage de phase est la commande en vitesse envoyée à la servo-drive contrôlant la vitesse de rotation du système. Le réglage des gains K_p et K_i ont été réalisé lors des précédentes études basées sur cette source et permettent de limiter l'erreur de phase inférieure à 5 degrés.

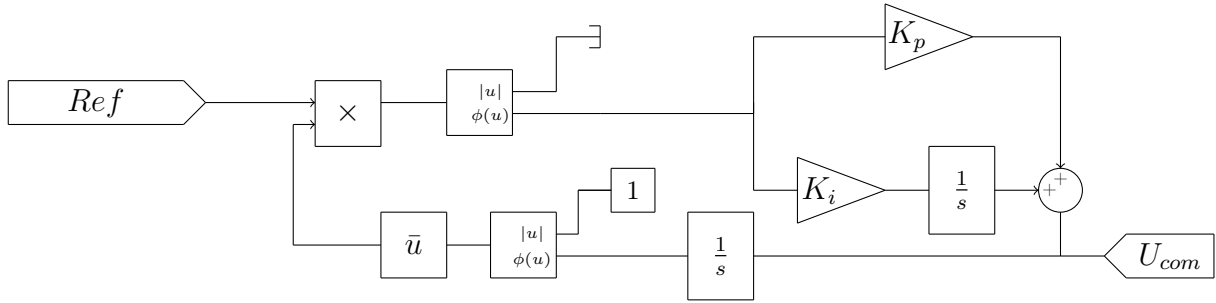


Figure 3.16 Boucle à verrouillage de phase [12, 13]

Le traitement des signaux temporels de pressions est ensuite réalisé à l'aide d'une décomposition en série de Fourier afin d'isoler l'amplitude et la phase de la composante fondamentale de l'onde générée.

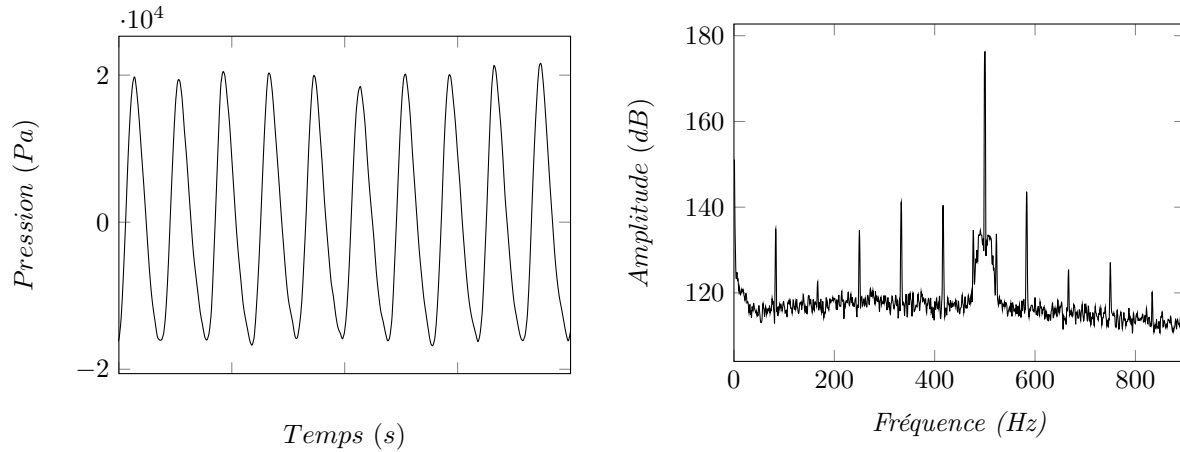
3.4.3 Résultats expérimentaux et comparaison aux modèles

Cette section a pour but d'exposer les résultats de cette étude expérimentale et de les comparer aux modélisations analytiques et numériques. Les essais ont été effectués pour différentes pressions et les caractéristiques de la source sont calculées à l'aide des équations 3.11, 3.12 pour le régime sonique et 3.22, 3.23 pour le régime subsonique et sont consignées dans le tableau 3.7.

La figure 3.17 représente un relevé de pression typique mesuré par les capteurs de pression dynamiques présents dans le conduit ainsi que le spectre associé. Le spectre montre l'apparition de sous harmoniques de faibles amplitudes qui semblent être causés par la vibration du dispositif expérimental à la fréquence de rotation de la cage (5 000 RPM - 83,33 Hz), six fois plus faible que la fréquence acoustique.

Tableau 3.7 Caractéristiques de la source expérimentale pour différentes pression d'alimentation

p_0 (Pa)	0.69×10^5 (10 PsiG)	2.07×10^5 (30 PsiG)	2.76×10^5 (40 PsiG)	3.45×10^5 (50 PsiG)	4.14×10^5 (60 PsiG)
P_s (Pa)	4.64×10^4	3.42×10^4	3.42×10^4	3.42×10^4	3.42×10^4
R_s (m ⁻¹ s ⁻¹)	10.77×10^6	2.45×10^6	2.00×10^6	1.70×10^6	1.47×10^6

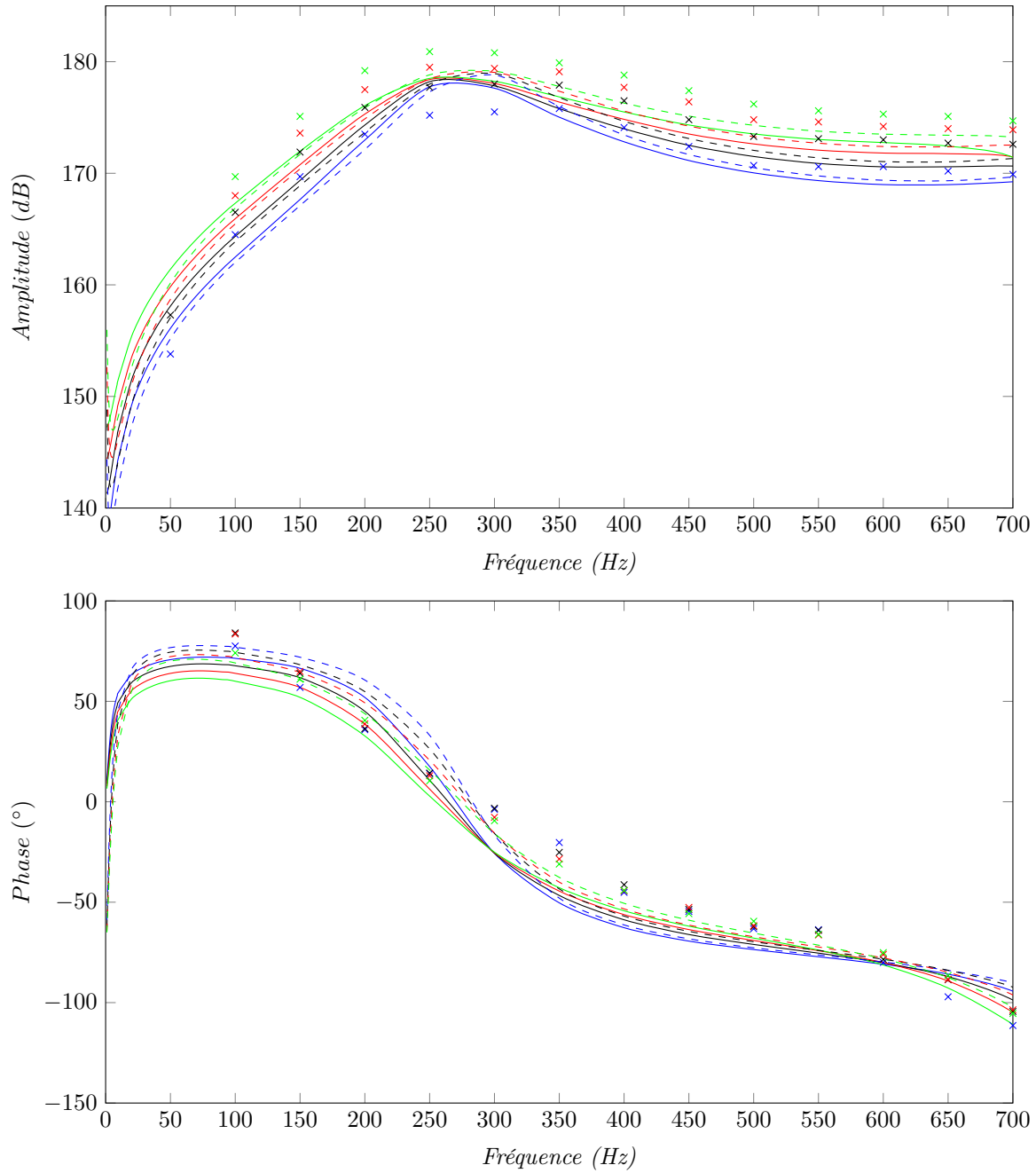
Figure 3.17 Signal temporel et spectre en amplitude typiques
($\bar{p}_0 = 4.14 \times 10^5$ Pa (60 PsiG), Fréquence $f = 500$ Hz)

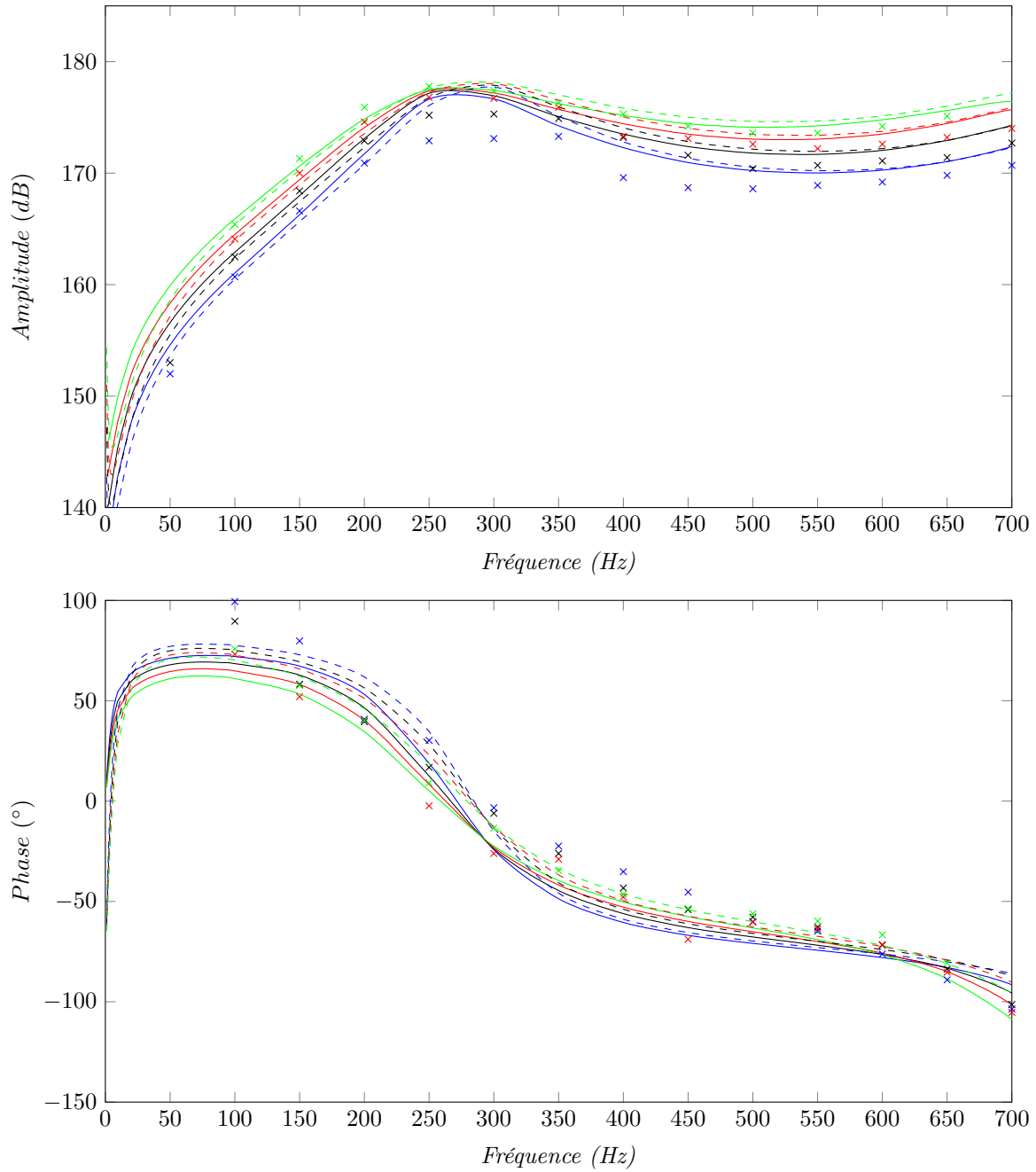
Pour toutes les configurations, l'amplitude et la phase du premier harmonique mesurée dans le conduit sont compilées dans les figures 3.18 et 3.19 puis comparées aux résultats des modèles analytiques et numériques.

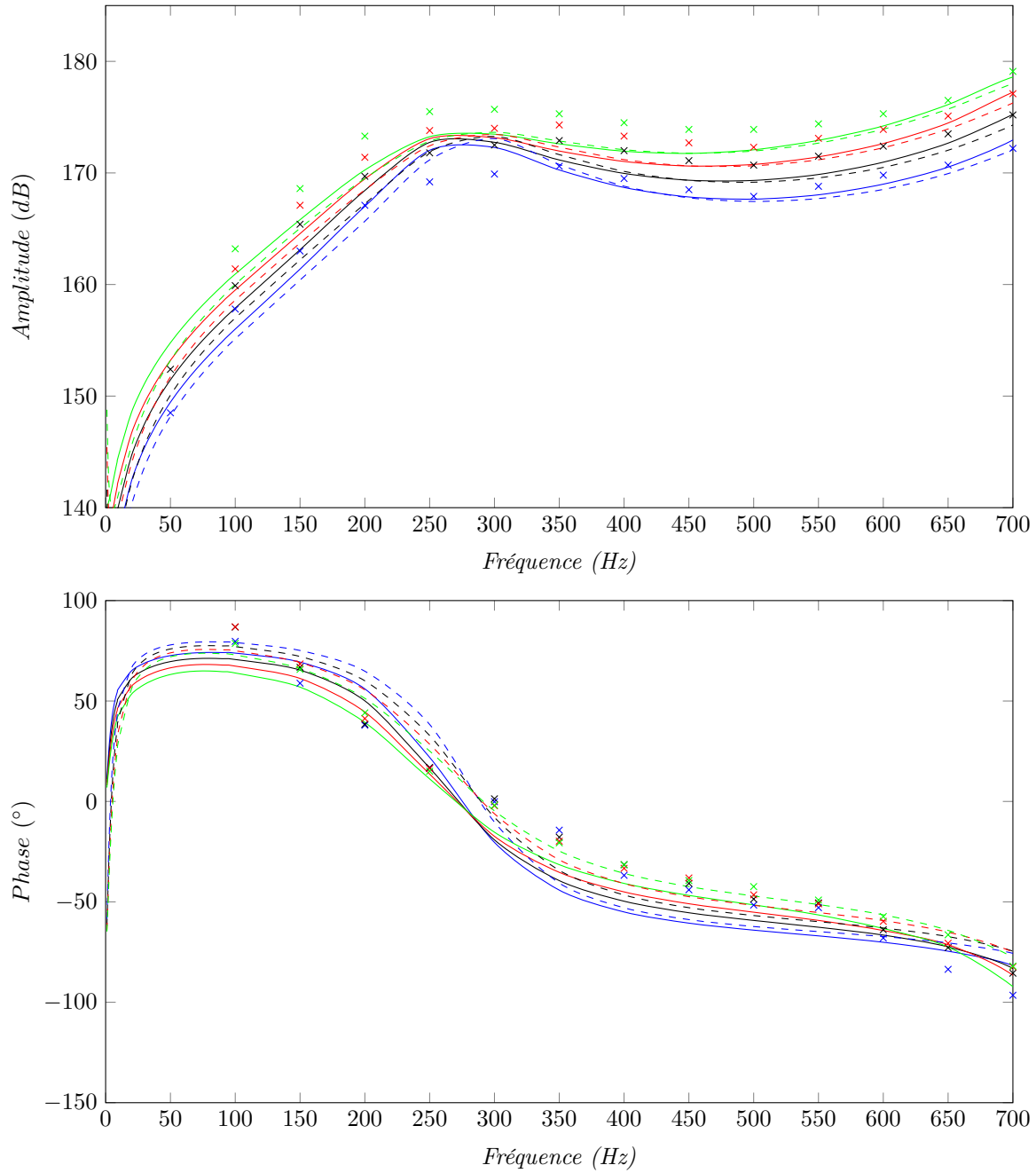
3.4.3.1 Modèle sonique

Cette section présente les résultats des essais effectuées avec une pression d'alimentation comprise entre 30 et 60 PsiG afin de s'assurer de la validation de l'hypothèse d'un écoulement sonique au sein de la source.

L'erreur dans la prédiction de l'amplitude par les modèles est de moins de 5 dB dans l'ensemble de la plage de fréquence de travail, de pression d'alimentation et ce, pour les trois capteurs de pression. La phase suit aussi les prédictions avec un écart de moins de 20 degrés entre les prédictions de modèles et les mesures.

(a) Capteur placé à $l = 77$ mm de la source

(b) Capteur placé à $l = 107$ mm de la source

(c) Capteur placé à $l = 177$ mm de la source

Expérimental - p_0 : \times 2.07×10^5 Pa \times 2.76×10^5 Pa \times 3.45×10^5 Pa \times 4.14×10^5 Pa
 Numérique - p_0 : — 2.07×10^5 Pa — 2.76×10^5 Pa — 3.45×10^5 Pa — 4.14×10^5 Pa
 Analytique - p_0 : - - 2.07×10^5 Pa - - 2.76×10^5 Pa - - 3.45×10^5 Pa - - 4.14×10^5 Pa

Figure 3.18 Comparaison entre le modèle analytique, numérique et les résultats expérimentaux

3.4.3.2 Modèle subsonique

Les résultats présentés en figure 3.19 ont été obtenus en fixant la pression d'alimentation à 10 PsiG afin de s'assurer de ne pas dépasser la pression critique et donc de rester dans le domaine d'un écoulement subsonique. L'étude expérimentale en régime subsonique a été limitée à une unique prise de pression située à $l = 107mm$.

La comparaison entre le modèle numérique et analytique, en régime subsonique avait permis de mettre en lumière une différence d'amortissement, créant un écart non négligeable autour de la fréquence de résonance située à environ 300 Hz. La figure 3.19 montre que la résonance observée expérimentalement est encore plus amortie que ce que prédit le modèle numérique.

3.5 Conclusion

Les validations numériques des modèles analytiques sonique et subsonique ont permis de prouver que ces modèles, préalablement éprouvés en basses fréquences [42] sont valides sur des plages de fréquences plus étendues. De plus, contrairement à ce qui a été réalisé dans les précédents travaux, la phase a aussi pu être prédite précisément. La validation numérique permet de faire confiance aux modèles analytiques afin de représenter le fonctionnement d'une source électropneumatique dans des plages de fonctionnement encore jamais explorées.

L'étude expérimentale a permis de mesurer le niveau de pression généré par la source dans un conduit ouvert placé en aval. Les essais ont été réalisés avec une pression d'alimentation variant dans l'intervalle [69;414] kPa par rapport à la pression atmosphérique ([10;60] PsiG) dans l'objectif de tester le fonctionnement de la source en régime sonique et subsonique et ce, sur la plage de fréquence de [50;700] Hz. Cela a permis de démontrer qu'une source, même plus complexe que la source servant de base aux modèles, peut être modélisée. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer l'ensemble des restrictions de la surface de passage de l'écoulement dans la source comme une seule et même restriction dont la surface est définie par le minimum de toutes les autres sections considérées, fluctuantes ou fixes.

Cette observation permet d'ouvrir le champs des possibilités quant à la conception de nouvelles sources électropneumatiques. En effet l'important est de contrôler la surface fluctuante équivalente. Pour ce faire différentes technologies peuvent être utilisées comme des dispositifs rotatifs, permettant d'atteindre des fréquences plus élevées que lors d'un mouvement de translation.

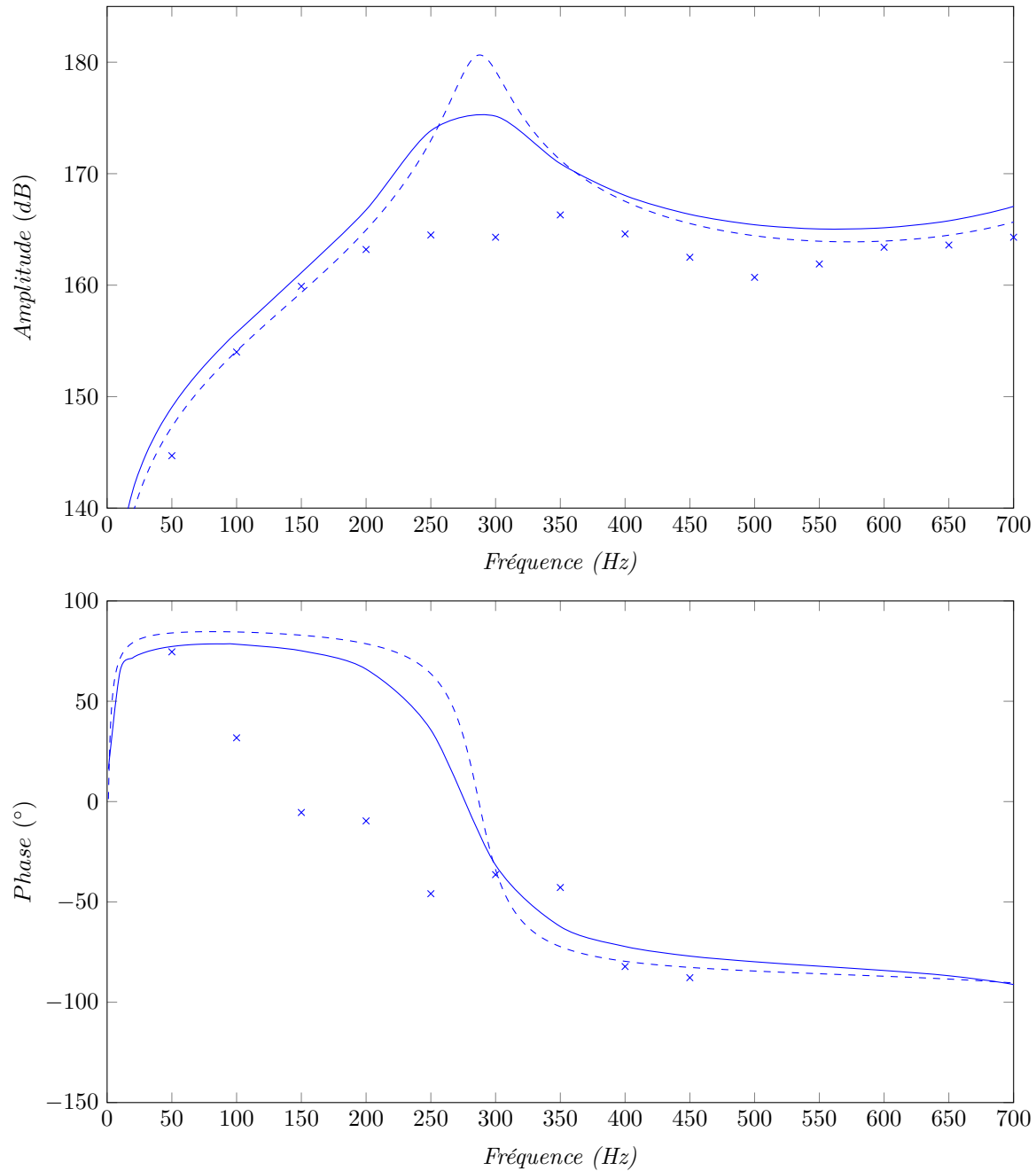


Figure 3.19 Comparaison entre le modèle analytique, numérique et les résultats expérimentaux - Capteur placé à $l = 107$ mm de la source

CHAPITRE 4

CONCEPTION DE LA NOUVELLE SOURCE

4.1 Introduction

Le chapitre 2, a permis de démontrer analytiquement la possibilité de générer une onde acoustique en faisant varier périodiquement un écoulement d'air comprimé. Différents dispositifs utilisant ce principe ont été présentés. Leurs plages d'utilisation et les performances associées vont servir de base au travail de conception exposé dans cette partie.

Le travail présenté au chapitre 3 à quant à lui permis de valider l'utilisation du modèle de haut-parleur sonore et subsonique à l'aide d'un modèle numérique et d'une étude expérimentale. Cette validation a été réalisée sur des plages de fréquences et de pression d'alimentation plus larges que celles des études détaillées lors de l'état de l'art antérieur (Chapitre.2). De plus, il a été prouvé lors de ces études que la surface fluctuante équivalente de la source combinée à la pression d'alimentation est ce qui définit ses caractéristiques au sein d'une ligne de transmission.

Ce chapitre a pour vocation de proposer une nouvelle source électropneumatique associée à ces modèles analytiques simples. Dans un premier temps, le cahier des charges motivant la conception de cette nouvelle source sera exposé. Par la suite, une étude analytique et numérique basée sur les modèles validés au chapitre 3 sera établie afin de représenter la source au sein du banc d'essai. Ces modèles serviront ensuite pour la validation des performances attendues.

4.2 Cahier des charges

Cette section a pour but d'établir le cahier des charges que devra respecter la source et qui fera l'objet d'une validation expérimentale détaillée au chapitre 5.

La gamme d'utilisation de cette source est définie par sa future application. L'objectif de ce système est de servir comme source de bruit pour la mise en place de la méthode expérimentale à deux charges (voir section 2.5). Le tout est réalisé dans l'objectif de tester des silencieux et traitements acoustiques dans les conditions d'apparition de phénomènes non linéaires liés aux forts niveaux acoustiques en présence d'écoulement.

Différents points sont donc clefs pour la conception de la source :

1. La source a concevoir doit être tonale afin de concentrer l'énergie acoustique sur une fréquence unique. Par conséquent, la distorsion harmonique de l'onde de pression générée doit être la plus réduite possible avec pour objectif la création d'une onde parfaitement sinusoïdale.
2. L'amplitude de l'onde acoustique générée par la source est une partie essentielle de ce travail. En effet les niveaux acoustiques auxquels sont exposés les silencieux de moteurs deux-temps sont très élevés. Ce sont ces forts niveaux acoustiques qui alimentent la non-linéarité des comportements des dispositifs d'atténuation. L'objectif associé est d'atteindre un niveau de 180 dB Re 20 μ Pa sur la composante fondamentale de l'onde générée.
3. La plage de fréquence du bruit tonal que devra générer cette source est directement liée à l'apparition des phénomènes non linéaires empêchant la caractérisation des performances de dispositifs passifs d'atténuation acoustique. Ces phénomènes ont été identifiés comme étant particulièrement problématiques pour la plage suivante : [100 1000] Hz. En effet, les "basses" fréquences sont connues pour être plus difficilement atténuables. Une mauvaise caractérisation de l'efficacité des silencieux dans cette plage de fréquence peut donc totalement annihiler leur utilité au sein de la ligne d'échappement.
4. L'écoulement fait aussi partie des composantes responsables de l'apparition de phénomènes non-linéaires. Au sein d'une ligne de transmission placée en aval d'un moteur deux temps, cet écoulement peut atteindre un nombre de Mach moyen de $M = 0.3$ au niveau de la sortie des cylindres du moteur et $M = 0.25$ dans le silencieux. Dans l'objectif d'avoir la possibilité d'étudier l'impact de la vitesse de l'écoulement, le nombre de Mach devra être variable et capable d'atteindre $M = 0.3$.

4.3 Conception de la source

L'objectif de cette partie est de définir les points clefs de la conception de la source permettant de respecter le cahier des charges établi précédemment.

Comme il a été vu au chapitre 2, les fluctuations de débits nécessaires à la création d'une onde sonore peuvent être réalisées à l'aide d'un orifice à surface variable. C'est cette surface fluctuante qui, combinée aux caractéristiques d'alimentation de la source en air comprimé,

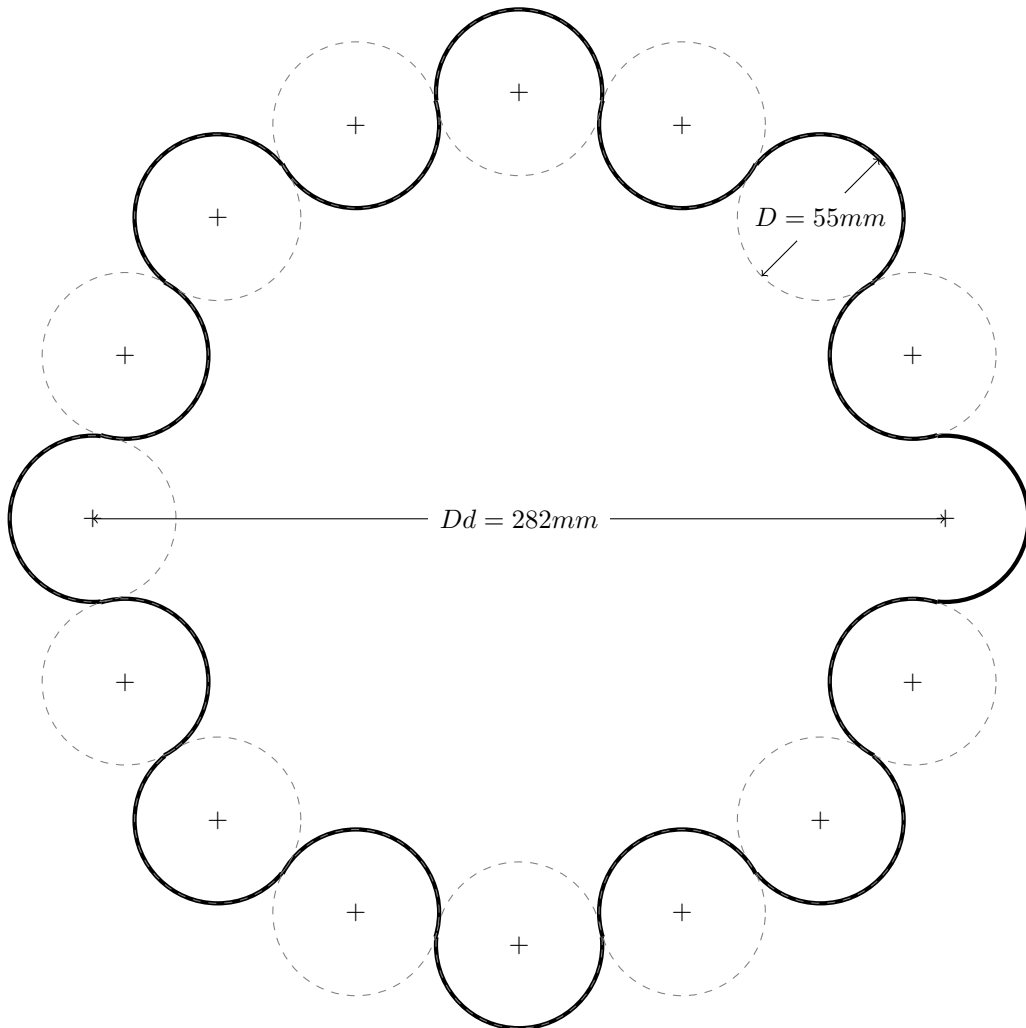
dicte la forme, la fréquence, le niveau de l'onde ainsi que la vitesse de l'écoulement moyen.

4.3.1 Nombre de motifs

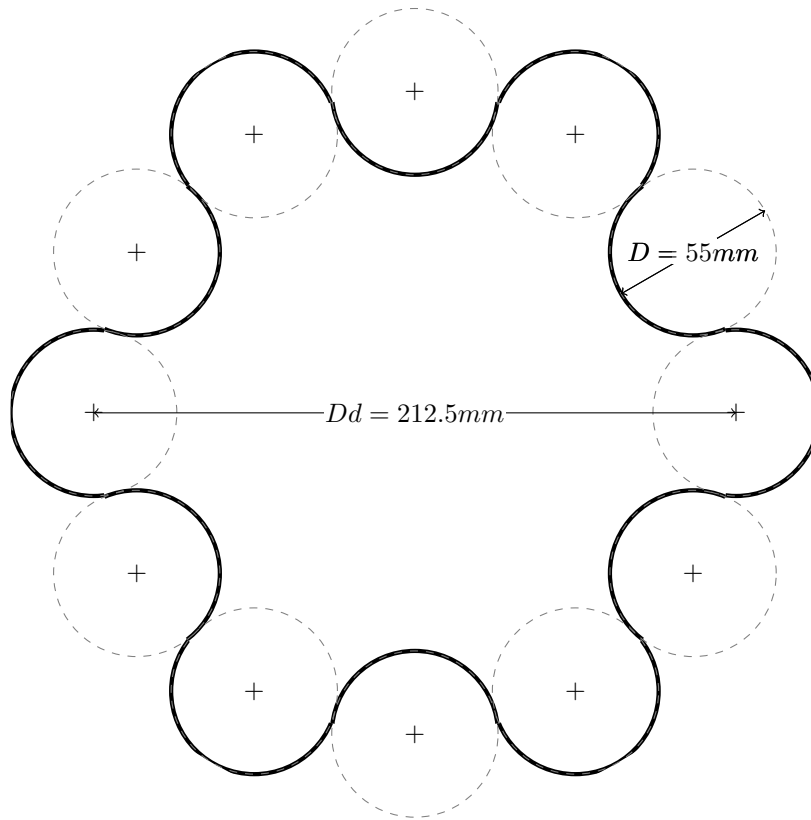
La plage de fréquence de travail de la source à concevoir se veut plus étendue que celles des sources précédemment conçues. Le choix d'un mouvement de rotation s'est rapidement imposé face à un mouvement de translation. En effet, un mouvement de translation pour faire varier la surface de passage d'un écoulement est technologiquement limité en vitesse. De nouvelles méthodes telles que des actionneurs piézoélectriques peuvent pallier ce problème de fréquence mais entraînent une limitation de l'amplitude du mouvement. Cette restriction aura alors un impact sur l'amplitude de fluctuation de la surface et donc directement sur la pression source P_s (Eqs.3.11 et 3.22). D'un autre côté, un mouvement de rotation, permet d'obtenir facilement une fluctuation de surface libre d'écoulement comme c'est le cas dans le dispositif expérimental utilisé au chapitre 3. Contrairement à ce dernier, la pièce rotative n'aura pas la forme d'une cage mais d'un disque. Ce choix se justifie par la possibilité de moduler facilement la surface de passage en modifiant la forme du disque. De plus, différents disques pourront être conçus afin de rendre la source réglable et adaptable. De plus, ce choix permet de faciliter sa conception et fabrication. Ce choix a été motivé par la simplicité de conception et de fabrication. De plus, cela permettra de multiplier les essais en testant diverses lois d'ouverture créées par différents disques.

Comme pour le dispositif utilisé précédemment, la vitesse de rotation de ce disque est directement proportionnelle à la fréquence de fluctuation de la surface de passage de l'écoulement et donc de l'onde acoustique. Il n'est cependant pas possible d'obtenir une vitesse de rotation de 1 000 Hz (60 000 RPM) avec un moteur électrique classique en prise directe sur le disque. L'ajout d'un système de type boîte de vitesse ou variateur a été envisagé. Cette solution technique permettrait de démultiplier la vitesse de rotation du disque par rapport à celle du moteur mais engendrerait un manque de précision dans le contrôle de la phase du système. Cette solution a donc rapidement été abandonnée. Une autre solution technique est de concevoir un disque composé de plusieurs motifs se répétant N fois sur le périmètre afin de limiter la fréquence de rotation nécessaire pour atteindre 1 000 Hz acoustiques. C'est lors du passage de ces motifs face à un diaphragme, composé d'un orifice circulaire, que la surface de la source $A_1(t)$ est modulée. La source à concevoir a pour vocation d'être utilisée pour tester des silencieux de moteurs deux-temps au sein d'un banc d'essai avec écoulement. Le diamètre des conduits de ce banc a été fixé à $D = 55mm$, diamètre proche de ceux des silencieux à tester. La taille maximale que pourrait avoir un motif serait donc celle permettant l'alternance d'une obstruction et

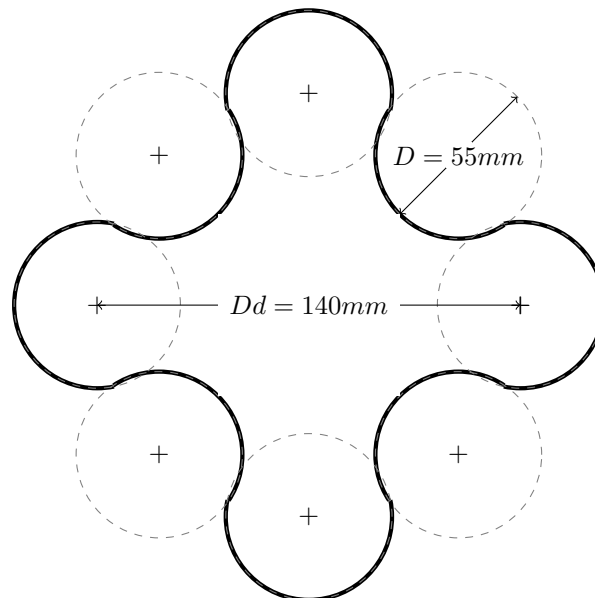
d'une ouverture complètes du conduit de 55 mm de diamètre. Une méthode graphique et itérative a servi à relier le nombre de motifs, le diamètre du disque D_d et la vitesse moteur requise Nm_{max} . Détaillée en figure 4.0 elle consiste à placer $N \times 2$ cercles de diamètre D , tangents entre eux, afin de simuler l'alternance de surface libre / obstruée du conduit. Les essais, effectués pour $N = 4, 6, 8$ permettent de démontrer que le choix du nombre de motifs a une importance capitale dans le dimensionnement de la source. Un nombre élevé de motifs diminue la vitesse que doit atteindre le moteur mais augmente la taille du disque et par conséquent le couple à fournir. Une revue des moteurs disponibles sur le marché a permis de fixer le nombre de motifs à $N = 6$. L'entraxe séparant le disque et le conduit (Figure.4.1) est alors imposé et est fixé à $e=106,25 \text{ mm}$.



(a) $N = 8$, $D_d = 282\text{mm}$, $Nm_{max} = 7500\text{RPM}$



(b) $N = 6$, $D_d = 212.5mm$, $Nm_{max} = 1000RPM$



(c) $N = 4$, $D_d = 140mm$, $Nm_{max} = 15000RPM$

Figure 4.0 Méthode graphique reliant nombre de motif et taille du disque

4.3.2 Écoulement moyen

Un objectif important est l'écoulement moyen d'air qui doit être combiné à l'onde acoustique. Afin de reproduire les conditions présentes au sein d'une ligne d'échappement cet écoulement doit pouvoir atteindre $M = 0.3$ dans le conduit en aval de la source. Le diamètre de ce conduit a été fixé à $D = 55\text{cm}$ afin d'être proche de celui d'un silencieux, classiquement monté dans une ligne d'échappement d'un moteur deux temps. De plus cette dimension permet d'avoir une fréquence de coupure f_c de 3 620 Hz. Dans l'hypothèse d'un conduit ouvert à son extrémité il est raisonnable d'estimer la pression moyenne dans le conduit comme étant égale à la pression atmosphérique. Le nombre de Mach de l'écoulement moyen peut alors être lié au débit massique moyen (Eq.4.1).

$$\bar{\nu} = \frac{Mc}{\rho_{atm}(\pi D^2/4)} \quad (4.1)$$

Le débit massique moyen correspond au débit d'air passant au travers de l'orifice lorsque sa surface est égale à sa surface moyenne. Pour un orifice circulaire, $\bar{A}_1 = \frac{\pi}{2}r_0^2$ avec r_0 rayon du diaphragme. Cette surface limite le débit massique traversant le dispositif pour une pression d'alimentation donnée. Le nombre de Mach cible nécessite un débit massique élevé, atteignable uniquement en régime sonique, l'attention sera concentrée sur le fonctionnement en régime sonique. Dans ce cas, le débit massique est limité et atteint une valeur maximale définie par l'équation 4.2. On dit alors que l'écoulement est étranglé.

$$\nu_{max} = A_{1max}C_c\sqrt{\gamma\rho_0p_0\left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)}}, \quad (4.2)$$

L'indice 0 indique les variables calculées pour l'air comprimé présent dans le plenum. Afin de multiplier les tests possibles, des diaphragmes interchangeables ont été conçus. Différents diamètres d'orifice (Table. 4.1) ont été déterminés pour atteindre le nombre de Mach maximal attendu et ce, pour différentes pressions d'alimentation p_0 et en considérant que les coefficients de contraction C_c peuvent être égaux à 0.62 ou 1.

Tableau 4.1 Dimensionnement des diaphragmes

N°	Pression d'alimentation p_0 (PsiG)	Coefficient de contraction C_c	Rayon de l'orifice r_0 (mm)
0	100	1	9.23
1	100	0.62	11.73
2	60	0.62	14.53

4.3.3 Optimisation du profil de disque

Comme établi dans le cahier des charges, la source doit être tonale. Il est donc important de limiter la distorsion harmonique de l'onde acoustique générée par la source. Une attention particulière a donc été accordée au design du disque rotatif.

Le chapitre 3 a permis d'établir l'impact de la surface fluctuante sur l'onde de pression générée. En effet, en fonctionnement sonique et subsonique, le ratio $\frac{\tilde{A}_1}{A_1}$ doit être de 100 % pour maximiser le niveau sonore émis (Figures 3.8 3.12). De plus comme le montrent les équations 3.10 et 3.21, la fluctuation de pression \tilde{p}_2 est directement liée à la fluctuation de surface \tilde{A}_1 . Une surface sinusoïdale entraîne, théoriquement, la création d'une onde de pression sans distorsion. Les disques, composé de 6 motifs, ont donc été conçus afin de créer une fluctuation de la surface de passage de l'écoulement sinusoïdale, allant d'une surface nulle à la surface de l'orifice du diaphragme.

Le profil du disque est défini comme une fonction polaire $r(\theta)$ pouvant être décomposé sous forme d'une série de Fourier (Eq. 4.3). On limitera $n = 3$ pour des questions de rapidité du programme d'optimisation tout en conservant une précision acceptable.

$$r(\theta) = a_0 + \sum_{k=1}^n a_k \sin(kN\theta + b_k) \quad (4.3)$$

N représente le nombre de motifs répétés sur la circonférence du disque.

Un programme codé sous Matlab (Annexe A.1) permet de déterminer la surface de passage de l'écoulement en fonction de la position angulaire du disque. Dans un premier temps l'angle α_i entre les deux droites partant de l'origine et tangentes à l'orifice est défini comme suit :

$$\alpha_i = \arcsin(r_o/e) \quad (4.4)$$

L'orifice peut lui aussi être exprimé sous forme de deux fonctions en coordonnées polaires (Eqs.4.5 et 4.6) définies sur le domaine $[-\alpha_i : \alpha_i]$.

$$o_1(\alpha) = e \cos(\alpha) - \sqrt{r_0^2 - e^2 \sin^2(\alpha)} \quad (4.5)$$

$$o_2(\alpha) = e \cos(\alpha) + \sqrt{r_0^2 - e^2 \sin^2(\alpha)} \quad (4.6)$$

Il est alors possible de tracer, dans le plan polaire, le profil du disque et celui du diaphragme tel qu'indiqué en figure 4.1.

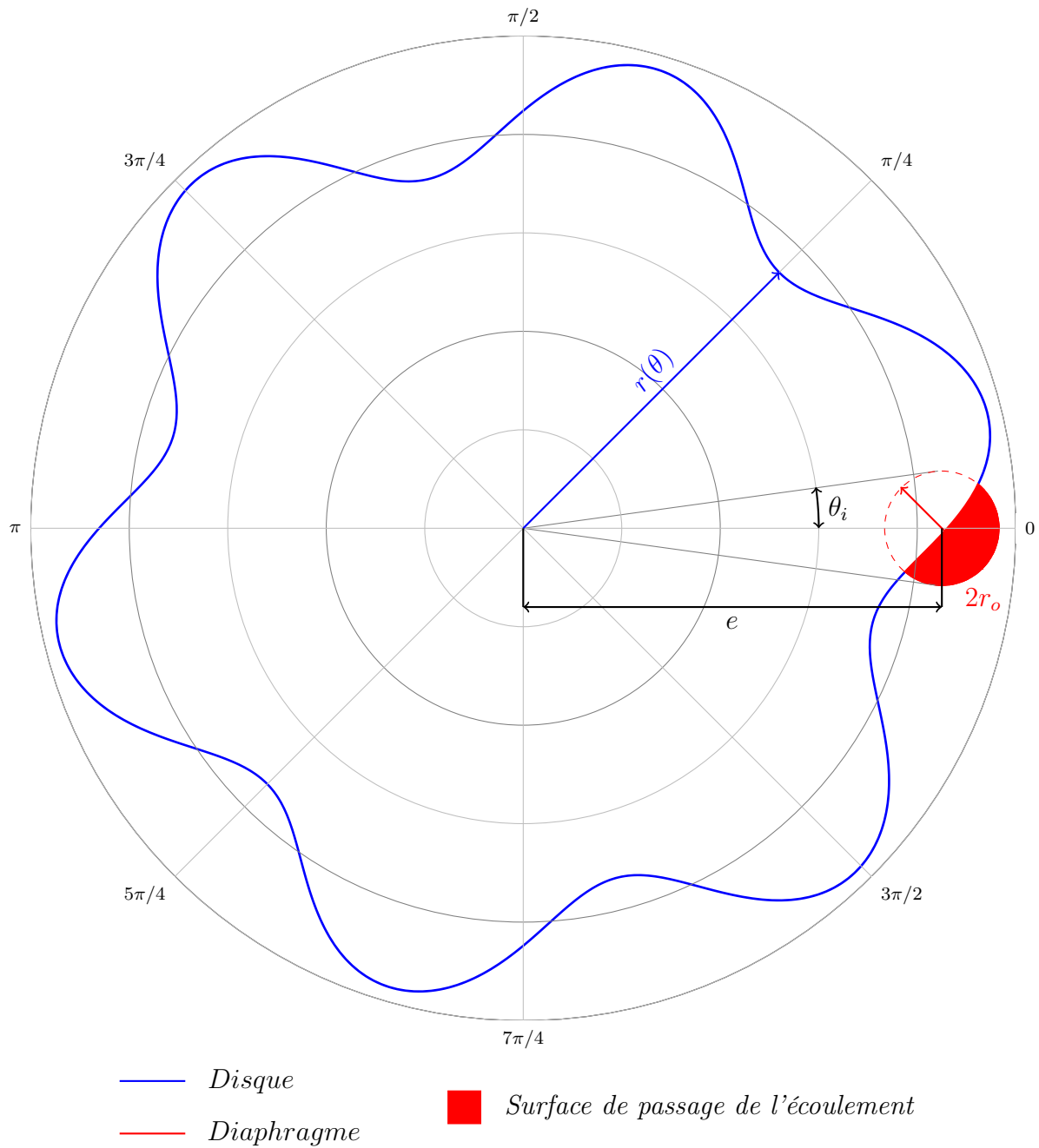


Figure 4.1 Représentation en coordonnées polaires du disque face au diaphragme

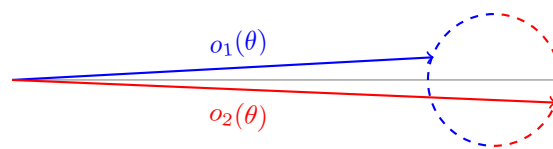


Figure 4.2 Représentation des fonctions liées à l'orifice

La surface de passage de l'écoulement peut être calculée grâce à l'équation 4.7.

$$A(\theta) = \int_{-\alpha_i}^{\alpha_i} \int_0^{\sigma_2} r dr d\alpha - \int_{-\alpha_i}^{\alpha_i} \int_0^{\max(\sigma_1, \min(r(\alpha), \sigma_2))} r dr d\alpha \quad (4.7)$$

Le code d'optimisation (Annexe A.1) consiste à déterminer les coefficients $[a_k, b_k]$ présents dans la fonction polaire $r(\alpha)$ permettant de minimiser l'erreur entre la surface de passage calculée $A(\theta)$ et la surface sinusoïdale voulue (Eq.4.8).

$$err = \sum_{\theta=0}^{2\pi/N} \left(A(\theta) - \frac{\pi r_o^2}{2} \sin(\theta N) \right)^2 \quad (4.8)$$

Tableau 4.2 Dimensionnement des disques - Coefficients de Fourier

N°	a_0	a_1	a_2	a_3	b_1	b_2	b_3
0	106.3274	8.8213	0.0885	-0.4120	3.1328	13.6130	3.1144
1	106.3761	11.4781	0.1394	-0.2479	3.1329	1.1141	3.1172
2	106.3678	14.8808	0.3416	0.1479	3.1326	13.8073	3.0929

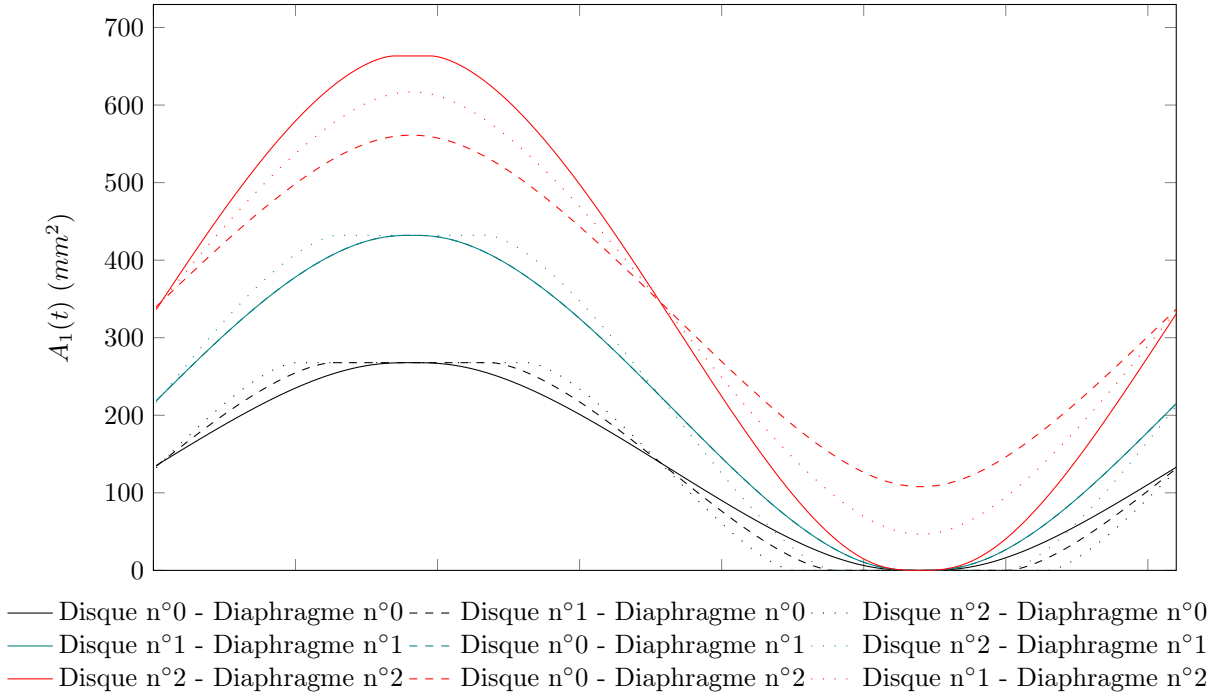
Trois couples disques / diaphragmes ont alors été dimensionnés. Lors des essais, expérimentaux, numériques ou même des prédictions analytiques il est cependant possible d'utiliser des couples dépareillés. Cela permet de modifier la fluctuation de surface $A_1(t)$ (Figure 4.3) qui peut alors ne plus être sinusoïdale.

4.4 Prédiction de performances

L'objectif de cette section est de démontrer, à l'aide des modèles analytiques et numériques que la source permet d'atteindre les spécifications du cahier des charges. Pour ce faire les caractéristiques de la source seront calculées pour les différents ensembles et pressions d'alimentations. Puis les prédictions réalisées à l'aide des modèles analytiques et numériques permettent de valider le respect du cahier des charges.

4.4.1 Caractéristiques de la source

Pour chacun des couples disques / diaphragmes les caractéristiques de la source associée, suivant les modèles analytiques, diffèrent. Les équations 3.11 et 3.12 pour le régime sonique ainsi que 3.22 et 3.23 pour le régime subsonique, permettent de déterminer les valeurs caractérisant la source pour les différentes configurations et pressions d'alimentation. Un exemple est donné pour la pression d'alimentation $p_0 = 30$ PsiG (Table.4.3).

Figure 4.3 Surface $A_1(t)$ pour les différents couplesTableau 4.3 Caractéristiques de la source pour $p_0 = 30$ PsiG

N°	$P_s(Pa)$	$R_s(m^{-1}.s^{-1})$
0	$1.0181 \cdot 10^5$	$1.0423 \cdot 10^6$
1	$1.0149 \cdot 10^5$	$6.4666 \cdot 10^5$
2	$1.0111 \cdot 10^5$	$4.2100 \cdot 10^5$

4.4.2 Vitesse de l'écoulement moyen

Cette partie a pour but de déterminer l'ensemble des nombres de Mach atteignables en fonction du couple disque / diaphragme utilisé ainsi que de la pression d'alimentation. Les calculs de débits seront réalisés en fixant le coefficient de contraction C_c aux limites de l'intervalle $[0.62; 1]$ afin de prévenir l'effet de contraction du jet au passage de l'air dans la source.

La figure 4.4 permet de visualiser l'impact du coefficient de contraction sur le nombre de Mach de l'écoulement moyen. Fixé par le cahier des charges (Section 4.2) à $M = 0.3$, il peut être atteint quelque soit le couple de disque / diaphragme choisi lorsque $C_c = 1$ en utilisant une pression d'alimentation suffisante. Le couple disque / diaphragme n° 0, couplé à un coefficient de contraction extrême de $C_c = 0.62$, n'atteint pas le nombre de Mach cible dans l'intervalle de pression d'alimentation. Ce disque pourra cependant être utile lors de l'utilisation de la source. Il permettra d'augmenter la plage de réglage en termes d'écoulement moyen. En effet, cette configuration permet d'atteindre des nombres

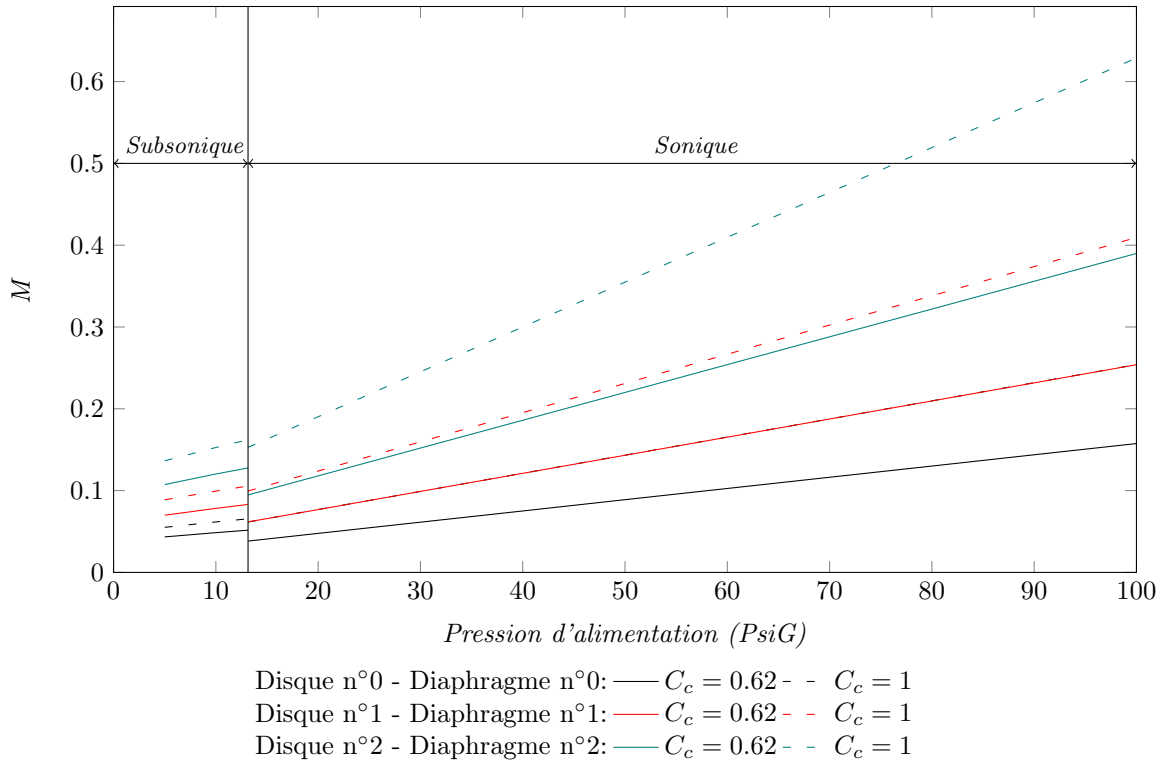


Figure 4.4 Prédiction des nombres de Mach de l'écoulement moyen en fonction de la pression d'alimentation p_0 pour les différents ensembles disque/diaphragme et différents coefficients de contraction C_c

de Mach plus faibles que les autres configurations, pour une pression d'alimentation équivalente. La figure 4.4 fait apparaître une discontinuité entre le modèle subsonique et sonique pour l'évaluation du nombre de Mach. Cette discontinuité est due à l'utilisation de deux équations différentes pour le calcul des débits massiques, respectivement l'équation 4.2 et 3.16 pour le modèle sonique et subsonique. Cet écart s'explique par la prise en compte du coefficient de contraction dans les deux expressions. Cependant, le domaine subsonique ne représente pas un réel intérêt dans le cas de l'atteinte des objectifs en terme d'écoulement moyen. En effet en dessous de la pression critique permettant l'atteinte d'un écoulement sonique, les débits massiques, et donc les nombres de Mach associés, sont très limités. Ce domaine est donc présent dans l'étude afin d'augmenter la plage de réglage de la source et non pas de fixer les dimensions permettant de répondre au cahier des charges.

4.4.3 Niveau acoustique

L'objectif est ici de valider la possibilité d'atteindre le niveau acoustique de 180 dB Re 20 μPa sur la composante fondamentale avec la source définie précédemment. Cette validation sera étendue aux différents disques et pressions d'alimentation afin de démontrer

la possibilité de régler ce niveau en modulant la pression d'alimentation et/ou le couple disque / diaphragme utilisé.

Il est indispensable pour cette étude, de s'affranchir de toute variation de niveau sonore, mesuré en aval de la source, engendrée par la réponse en fréquence d'une charge acoustique quelconque. L'étude qui suit sera donc basée sur la configuration dans laquelle la source débite dans un conduit infini, c'est-à-dire un conduit muni d'une terminaison anéchoïque. Les modèles analytiques soniques et subsoniques considèrent donc que l'impédance terminale Z_t du système est égale à l'impédance caractéristique Z_{c0} . Le modèle numérique quant à lui, utilise le bloc *Anechoic Termination* placé en condition limite du conduit (Figure 4.5).

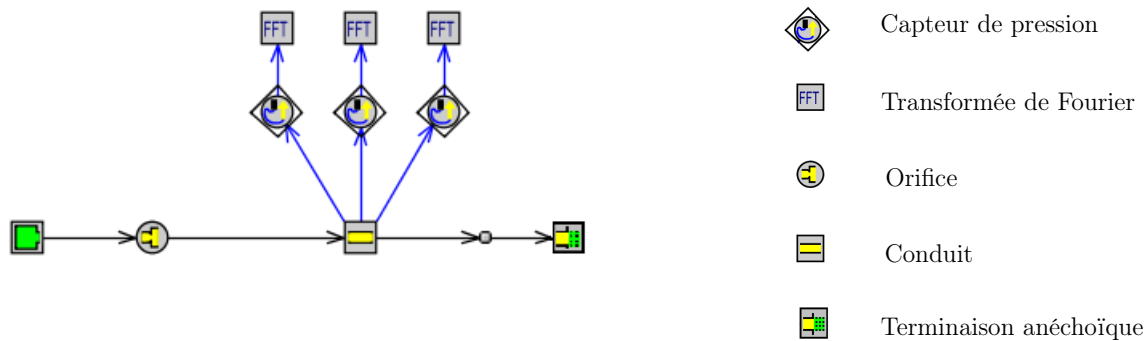


Figure 4.5 Modèle GT Power avec terminaison anéchoïque

La figure 4.6 démontre qu'il est possible d'atteindre le niveau cible de 180 dB pour une pression d'alimentation de 40 PsiG en utilisant le disque n° 2 associé au diaphragme n° 2. De plus, le choix du couple disque/diaphragme utilisé permet de modifier notablement le niveau pouvant être généré par la source et ce, pour la même pression d'alimentation. Ce constat concorde avec ce qui a été vu dans le chapitre 3, plus l'amplitude de fluctuation de la surface de la source est élevée plus le niveau acoustique engendré est important. Les trois ensembles conçus pour cette source permettent de passer d'un niveau d'environ 174 dB à 180 dB en conservant \bar{p}_0 fixe à 40 PsiG. L'utilisation d'un ensemble de disque / diaphragme permet donc un premier réglage du niveau.

Suite à cela, il est alors possible d'affiner l'amplitude de l'onde émise en modulant la pression d'alimentation fournie à la source. La figure 4.7 démontre que pour un même choix de disque et diaphragme il est possible de faire varier le niveau dans une plage de 7 décibels. Il est donc possible de faire varier du simple au double l'amplitude de l'onde en jouant uniquement sur la pression de l'air comprimé.

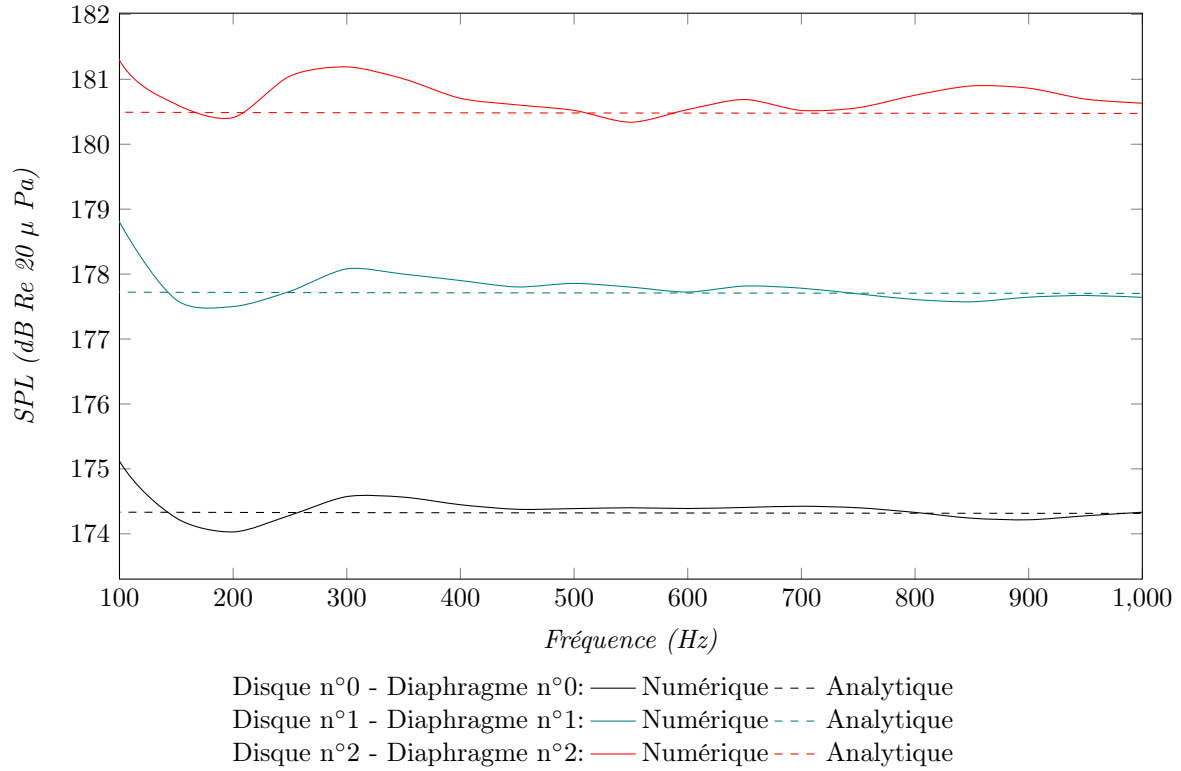


Figure 4.6 Prédiction des niveaux de bruits en terminaison anéchoïque suivant le couple utilisé avec : $\bar{p}_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG), $l_{23} = 150$ mm

Pour finir, les variations de niveaux obtenus à l'aide du modèle numérique peuvent être attribuées à des problèmes liés à la résolution dans le domaine temporel. La fluctuation est donc attribuable à une erreur lors de la convergence des résultats durant la résolution temporelle du modèle sous GT Power.

4.4.4 Distorsion harmonique

L'utilisation de couples disque / diaphragme assortis permet d'obtenir une surface fluctuante parfaitement sinusoïdale grâce au travail d'optimisation détaillé en section 4.3.3. Cependant une vérification du taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale $DH_K F$ (Eq.4.9) a été effectuée à l'aide du modèle numérique présenté en figure 4.5. L'utilisation du modèle GT Power avec terminaison anéchoïque permet dans ce cas précis de s'affranchir de la réponse de la charge acoustique (le conduit ouvert) afin de ne pas observer d'amplification ou atténuation de certains harmoniques, due à cette réponse en fréquence.

$$DH_K F = \frac{|p_{3K}^{\sim}|}{|p_{31}^{\sim}|} \quad (4.9)$$

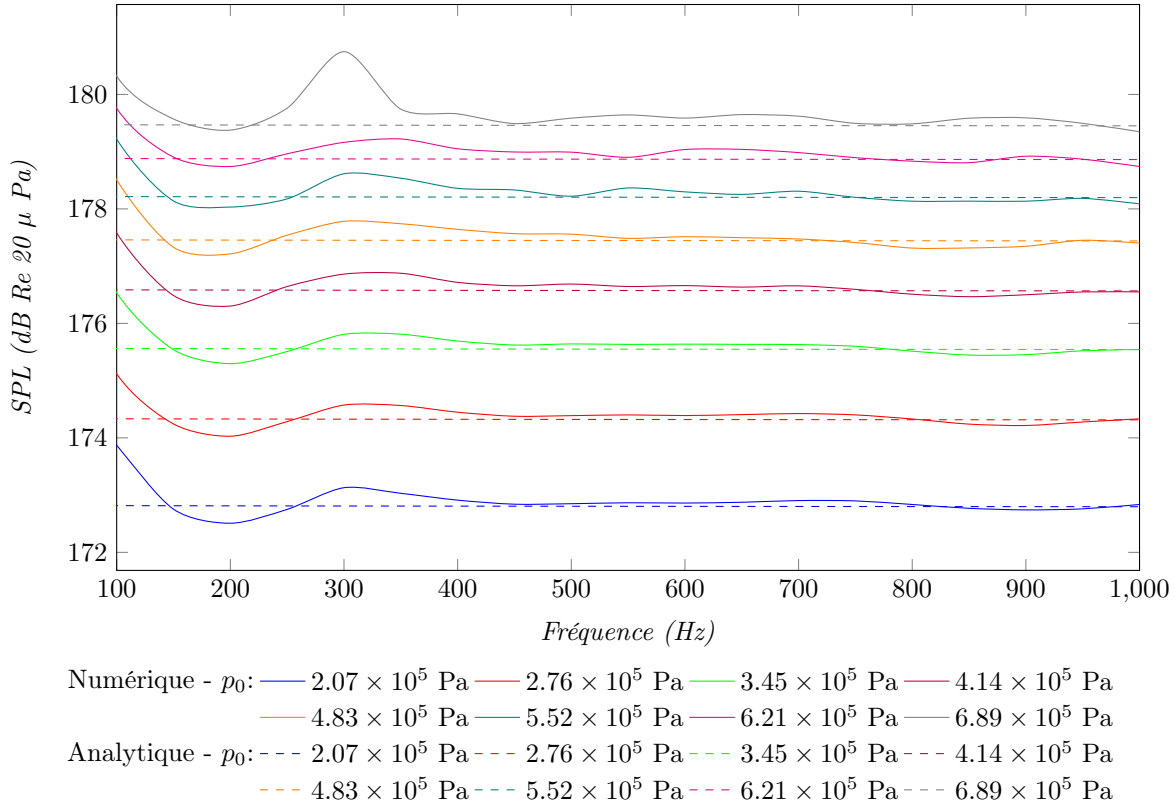
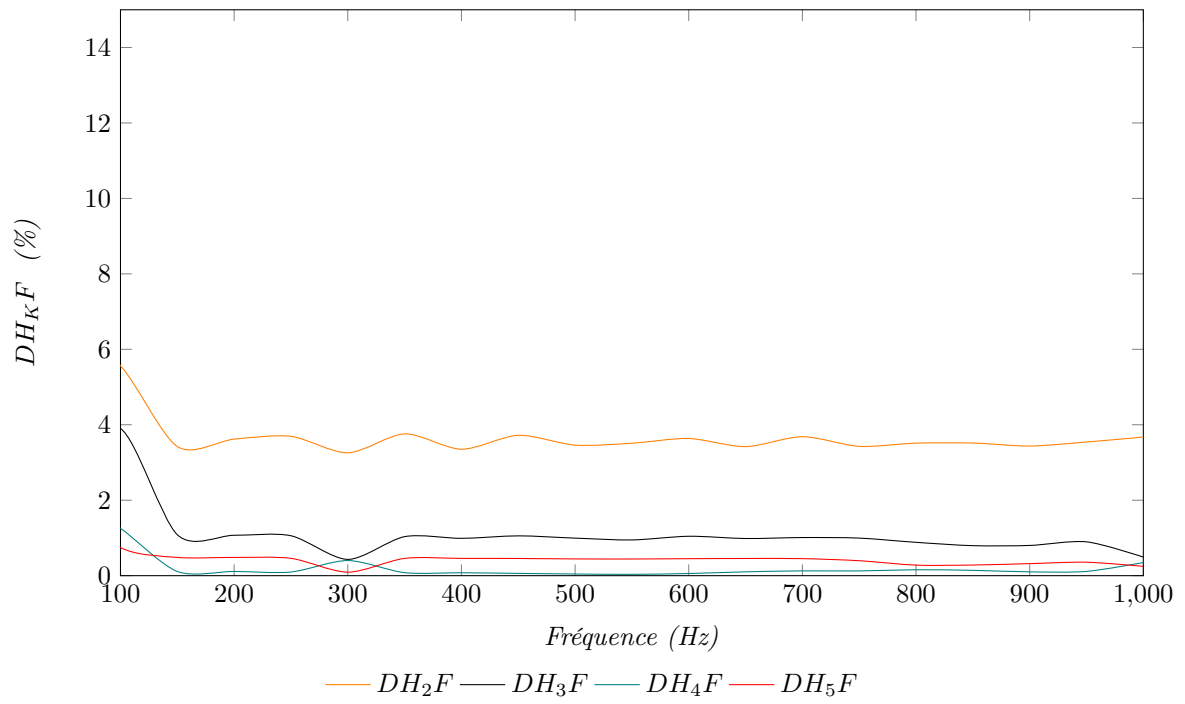


Figure 4.7 Prédiction des niveaux de bruits en terminaison anéchoïque en fonction de la pression d'alimentation p_0 avec : Disque n°0 - Diaphragme n°0, $l_{23} = 150$ mm

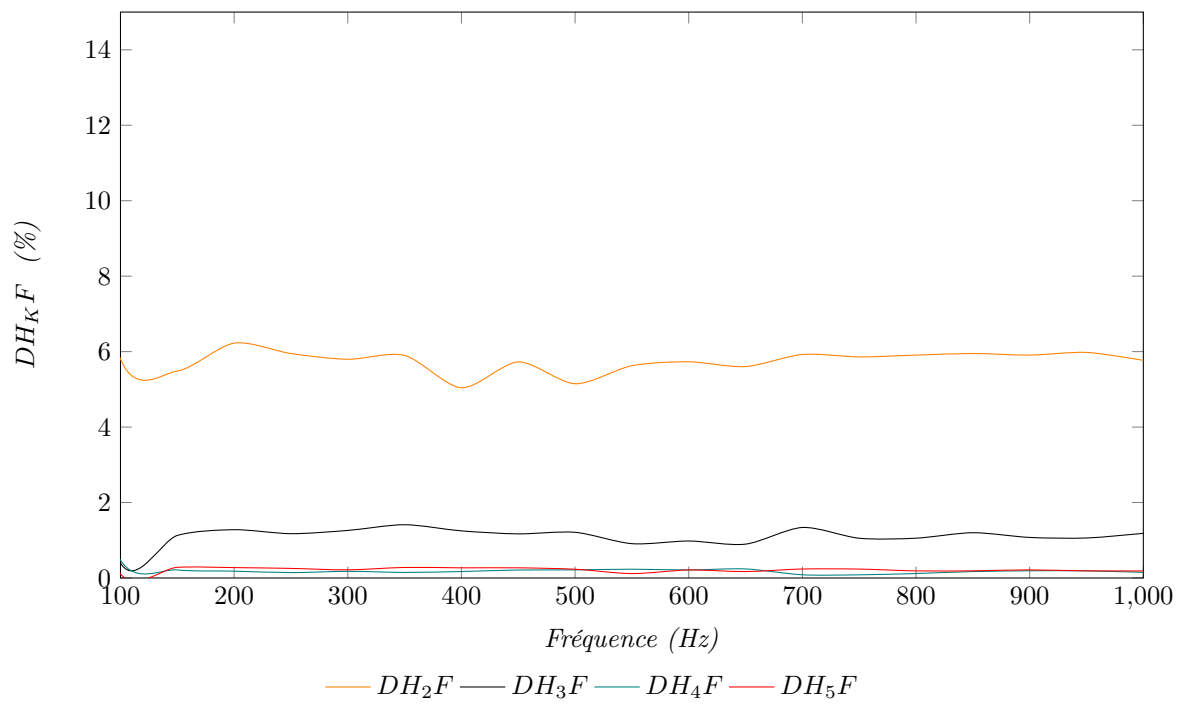
Avec p_{3K} : Pression dans le conduit à une distance l_{23} de la source à l'ordre n . p_{31} représente donc la composante fondamentale.

Dans l'objectif de caractériser le taux de distorsion généré par la source, indépendamment des effets de propagation non-linéaires pouvant apparaître en raison des forts niveaux générés par la source le taux de distorsion sera étudié à une distance $l_{23} = 10$ mm de la source.

La figure 4.7 regroupe les taux de distorsion sur les 5 premiers ordres pour les 3 ensembles disque et diaphragme. La distorsion la plus importante est sur l'ordre 2. Cette distorsion augmente avec l'amplitude de la surface de passage de l'écoulement mais ne dépasse pas 7 %. Ce résultat permet de valider le travail effectué sur la conception du disque de la source. La distorsion générée par la source est très limitée sur les ordres 2 et 3 et quasiment inexistante sur les ordres 4 et 5.



(a) Disque n°0 - Diaphragme n°0



(b) Disque n°1 - Diaphragme n°1

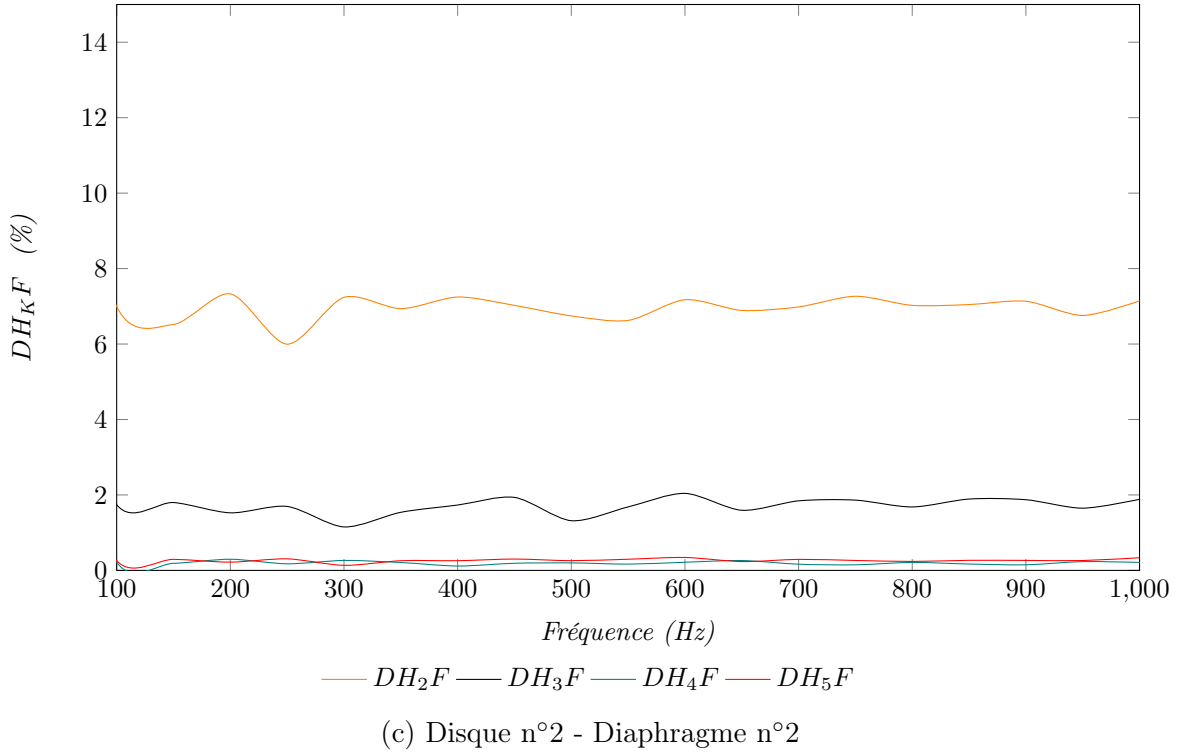


Figure 4.7 Taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale avec : $l_{23} = 10$ mm, $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa (30 PsiG)

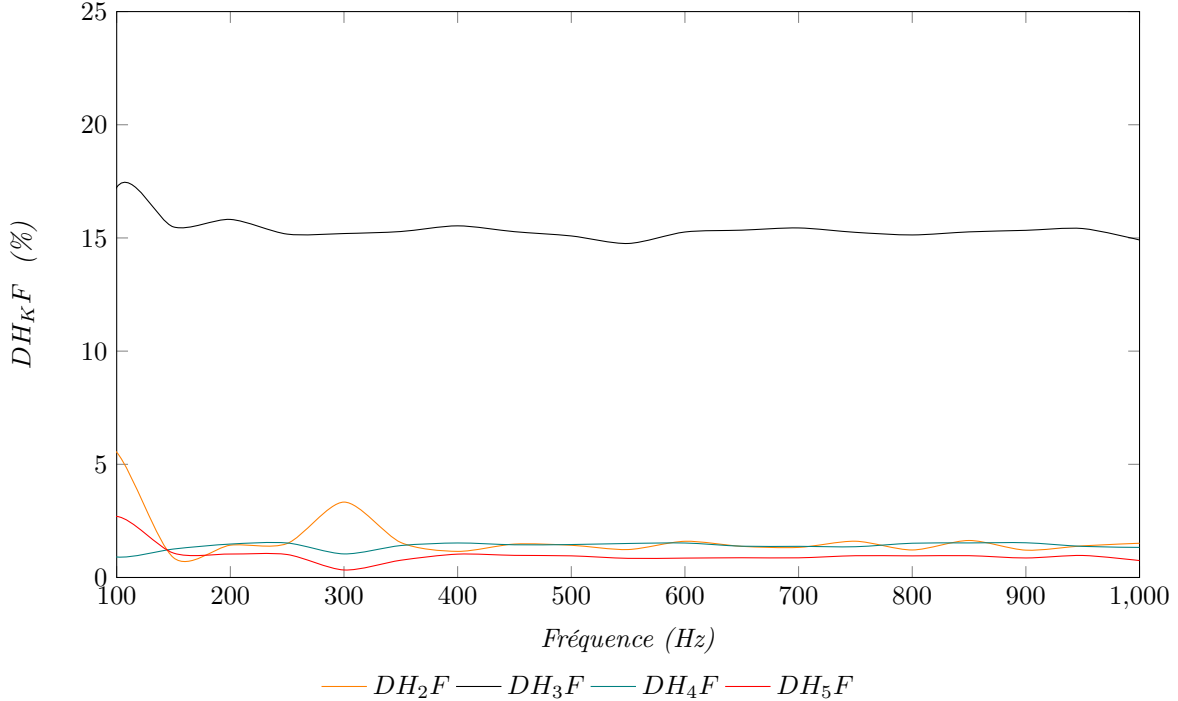


Figure 4.8 Taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale avec : $l_{23} = 10$ mm, $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa (30 PsiG)

Lors de l'utilisation d'une configuration de source ou le disque et le diaphragme ne sont pas assortis, la surface de passage de l'écoulement peut ne plus être sinusoïdale. Comme le montre la figure 4.3, le choix du disque n°2 associé au diaphragme n°0 entraîne un écrêtage de la surface. La figure 4.8 montre que cette surface écrêtée entraîne l'apparition d'un taux de distorsion d'environ 15 % sur l'ordre 3.

Les taux de distorsion évalués pour $l_{23} = 10$ mm (Figures.4.7 et 4.8) sont constants sur l'ensemble de la plage de fréquence étudié. Cette observation permet de valider que le taux de distorsion calculé est dû seulement à la source. En effet lors de l'apparition de phénomènes de propagation non-linéaires, le taux de distorsion augmente avec la distance de propagation et la fréquence de l'onde considérée. Comme vu en section 4.4.3, le niveau de pression acoustique généré par la source dépasse les 160 dB, niveau classiquement utilisé comme frontière entre l'acoustique linéaire et non-linéaire (Section 2.4). L'onde acoustique est donc supposée subir de la distorsion au cours de sa propagation dans le conduit. Afin de visualiser la possible influence de ces phénomènes non-linéaires lors de la propagation de l'onde, les taux de distorsion seront étudiés à deux nouveaux points de mesure dans le conduit aval : $l_{23} = 150$ mm et $l_{23} = 500$ mm.

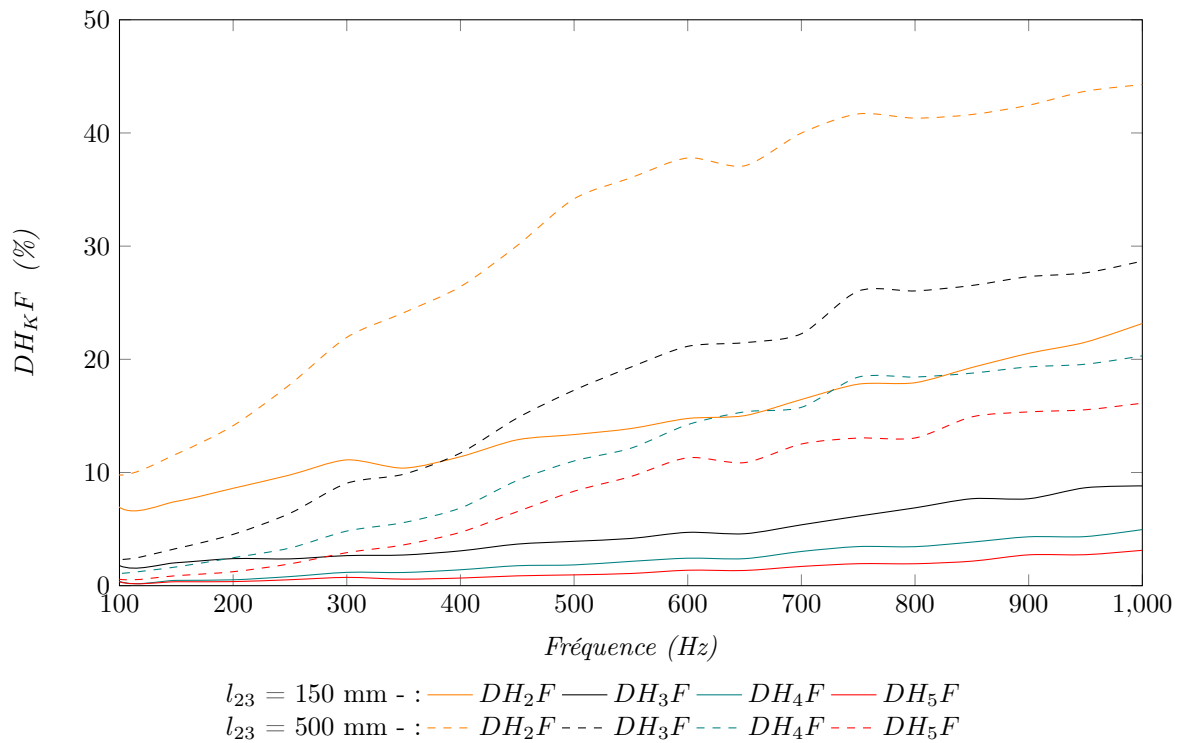


Figure 4.9 Taux de distorsion harmonique par rapport à la composante fondamentale avec : Disque n°2 - Diaphragme n°2, $\bar{p}_0 = 2.76 \times 10^5$ Pa (40 PsiG)

La figure 4.9 présente les résultats obtenus pour l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 et pour les deux nouvelles prises de pression avec une pression d'alimentation de 40 PsiG. Le niveau acoustique atteint dans le conduit est alors d'environ 180.5 dB (Figure.4.6). Les taux de distorsion relevés au microphone placé à une distance de 500 mm de la source sont beaucoup plus élevés que ceux relevés au niveau du microphone placé à 150 mm de la source, et ce, sur l'ensemble de la plage de fréquence. Ces résultats concordent avec les effets non-linéaires entrant en jeu dans la propagation d'une onde fort niveau. Comme détaillé en section 2.4 l'onde se distord au fur et à mesure de sa propagation dans le conduit et l'énergie acoustique se retrouve alors sur les harmoniques d'ordres supérieurs. La distorsion augmente donc avec la distance de propagation de l'onde et donc la distance séparant la source et le point de mesure.

De plus, la distorsion de l'onde augmente sensiblement avec la fréquence, et ce, pour les deux relevés de pression. Cet effet est lui aussi dû à la distorsion non-linéaire de l'onde. En effet, ce phénomène est plus important sur des ondes de faible longueur d'onde (fréquence élevée) car la distorsion est liée à la distance de propagation parcourue par rapport à la longueur de l'onde.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre au clair l'ensemble des points clefs pour la conception d'une source respectant le cahier des charges. Les différentes parties ont permis de détailler les actions posées pour répondre à ce dernier. Les caractéristiques de la source ont pu être établies, et ce, pour l'ensemble des configurations imaginées. Afin de valider les performances de ces configurations face aux exigences du cahier des charges une étude basée sur un modèle numérique de cette nouvelle source a été réalisée. Chaque partie a permis de valider que les attentes en terme de performances sont atteintes que ce soit en terme d'écoulement moyen ou de niveau acoustique. La dernière partie de ce chapitre a permis de valider le travail effectué sur la conception du disque pour limiter la distorsion de l'onde générée. Le taux de distorsion est au maximum de 7% pour l'ordre 2, 2% pour l'ordre 3 et est quasiment inexistant pour les ordres 4 et 5. L'impact d'un choix de disque et diaphragme non assortis sur la distorsion est aussi étudié. Pour finir, l'impact des effets non-linéaires sur la propagation d'une onde fort niveau est étudié. Ce travail sera utile par la suite, lors des essais expérimentaux présentés au chapitre 5 afin de différencier la possible distorsion liée à la source ou à la propagation et ainsi discuter du caractère tonal de la nouvelle source en se basant sur des résultats expérimentaux.

CHAPITRE 5

MÉTHODOLOGIE DE VALIDATION EXPÉRIMENTALE DE LA SOURCE

5.1 Introduction

Une nouvelle source électropneumatique a été conçue et dimensionnée au chapitre 4. Une validation analytique et numérique a ensuite permis de valider l'atteinte des objectifs établis dans le cahier des charges. La dernière phase de ce travail de doctorat consiste donc à réaliser une validation expérimentale de la source. Ce chapitre a pour objectif de mettre en place une méthodologie expérimentale qui sera utilisée lors des essais expérimentaux de validation (Chapitre.6).

Le schéma en figure 5.1 présente le montage expérimental réalisé pour valider la source. Les éléments du banc et de la source ainsi que les variables qui leur sont associées sont indiquées sur ce schéma. Les liens entre ces variables sont aussi indiqués. Une différence est faite entre les éléments liés au contrôle et ceux relatifs à l'acquisition des données. Les méthodes de traitement de données, disponibles pour valider le fonctionnement de la source sont indiquées sur ce schéma. Ces méthodes de traitements de données feront l'objet d'un travail de validation et de comparaison dans l'objectif d'établir un protocole fiable de traitement des données.

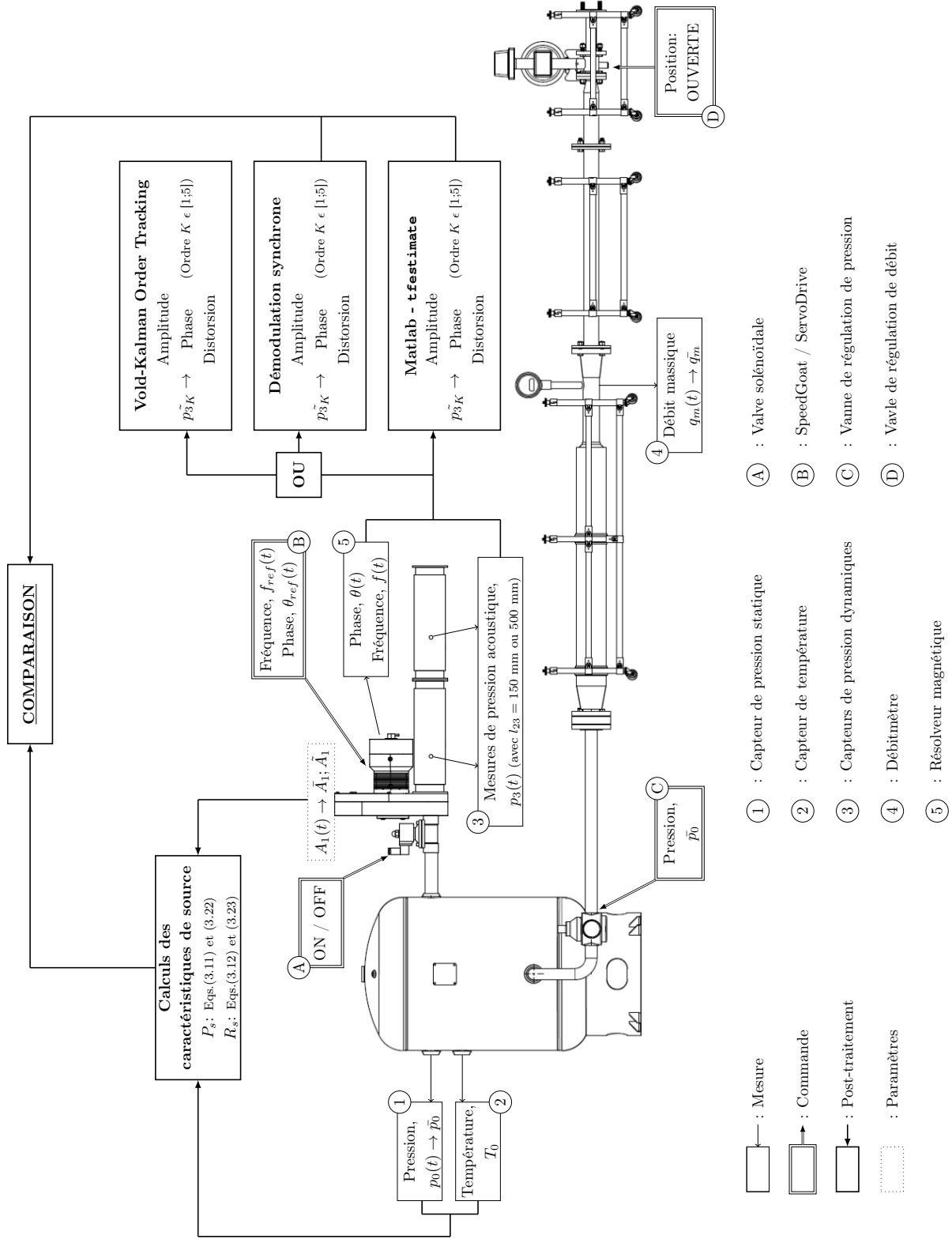


Figure 5.1 Banc de test pour la validation de la source électropneumatique

5.2 Matériel

Cette section a pour objectif de détailler point par point les composants de la source, ceux du banc de test accueillant cette source ainsi que les éléments utiles au contrôle.

5.2.1 Source électropneumatique

La nouvelle source a été dimensionnée au chapitre 4. Partant de ces disques et diaphragmes dont les dimensions ont été fixées, l'ensemble du dispositif a été conçu en travaillant en collaboration avec des ingénieurs et concepteurs du CTA.

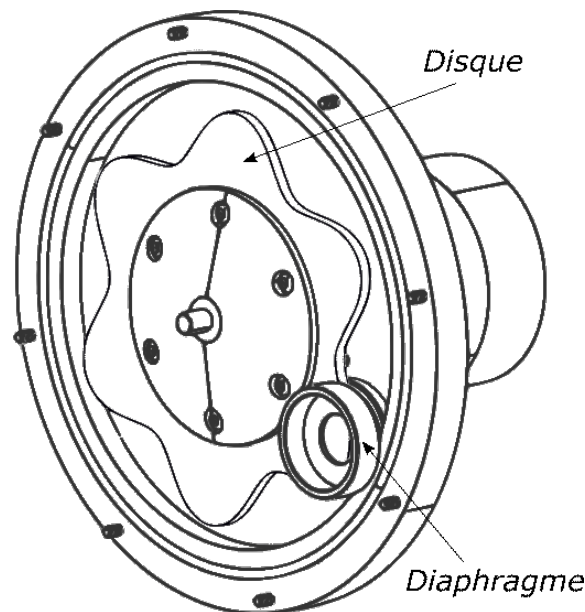


Figure 5.2 Schéma de la source

5.2.1.1 Fabrication

La majorité des pièces constituant la nouvelle source électropneumatique ont été usinées à l'université de Sherbrooke. Les pièces de précision ou complexes de par leur forme ou dimension (arbre, carter, couvercle) ont été usinées à l'externe. Les trois différents disques ont été fabriqués à l'aide d'une autre technique : la découpe au jet d'eau. Ce procédé a permis de venir découper le motif tracé en coordonnées polaires (Chapitre 4) directement dans une plaque d'acier inoxydable de 6 mm d'épaisseur. La vitesse d'avance du jet d'eau a été réglée de façon à être la plus lente possible afin de ne pas déformer le pourtour du disque (Figure.5.3). La vérification des côtes des diamètres minimum et maximum des trois disques a été réalisée. Par exemple, les écarts, relevés pour le disque $n^{\circ} 1$ sont de $+70\mu m$ pour le diamètre maximum et $+50\mu m$ pour le diamètre minimum.

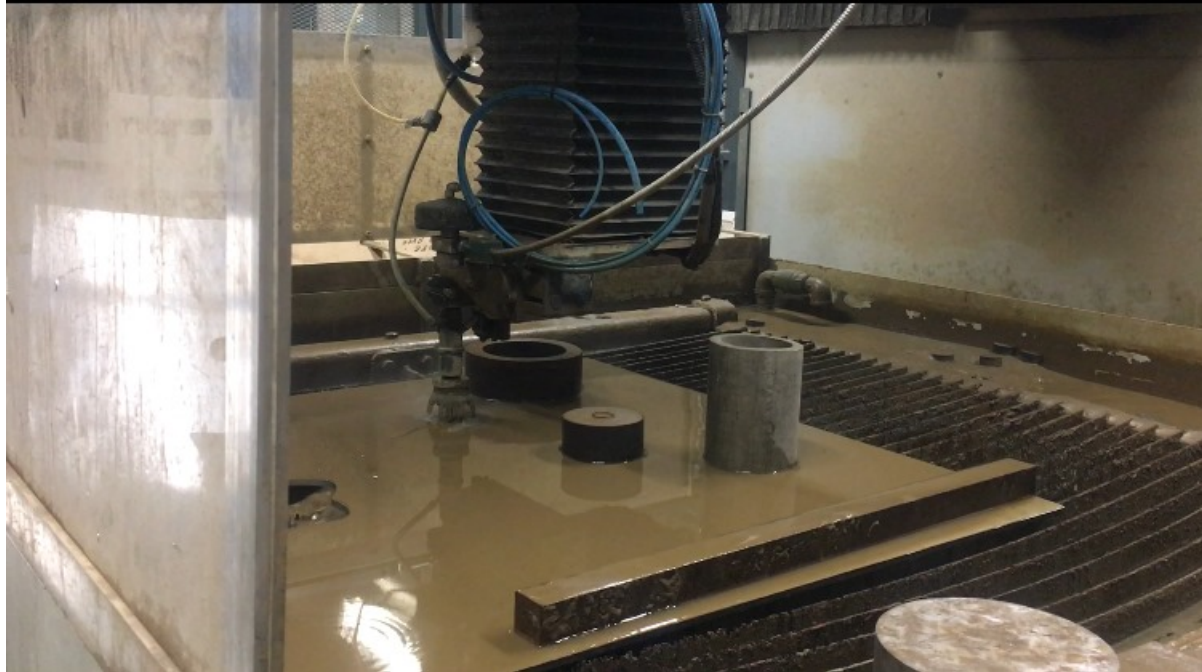


Figure 5.3 Découpe au jet d'eau d'un disque (Université de Sherbrooke)

5.2.1.2 Motorisation

Dans un premier temps, le moteur permettant de mettre en rotation les disques a été choisi. Ce moteur doit être capable de tourner à la vitesse de 10 000 RPM afin d'atteindre une fréquence de fluctuation de la surface créée entre le disque et le diaphragme de 1 000 Hz (Figure.4.0 (b)). Le moteur KBMS-10H01-B00 de Kollmorgen a donc été choisi. Ses caractéristiques sont détaillées en annexe B.1.

5.2.1.3 Contrôle

La commande du moteur est réalisée à l'aide de la servo-drive (KD-P00606) (Figure.5.1 (B)) recommandée par le fournisseur du moteur (Annexe.B.1). Au sein de cette drive est implémentée une boucle fermée de contrôle en vitesse. Le feedback de cette boucle est assuré par un encodeur optique monté directement sur l'axe du moteur.

5.2.1.4 Étanchéité

Afin d'éviter les éventuelles fuites d'air comprimé de la source vers l'extérieur, des joints toriques sont placés entre chacune des pièces de carter comme visibles sur le plan en annexe B.2.

5.2.2 Banc de test avec écoulement

La source est implémentée dans un banc de test sous écoulement afin d'être alimentée en air comprimé. Ce banc de test a été installé au sein de la chambre semi-anéchoïque du laboratoire. Le montage expérimental présent dans la chambre semi-anéchoïque est détaillé en figure 5.8.

Le banc est alimenté en air comprimé par un compresseur à vis de marque Atlas Copsco (GA 22 FF TM) dont les caractéristiques sont présentées en annexe B.3. Il est installé dans une pièce adjacente à la chambre de test. En série avec ce compresseur sont placés quatre réservoirs d'une capacité de 240 gallons (Figure.5.4). Ces réservoirs ont été installés pour augmenter la capacité du banc d'écoulement. En effet, le compresseur est capable de comprimer l'air à une pression de 125 *Psi* et de fournir un débit volumique de 125 *cfm*. Ce débit volumique est calculé dans des conditions de "*Free Air Delivery*". Cela signifie que ce débit est calculé dans les conditions standard de pression et de température : *Température ambiante* = 20 °C, *Pression absolue* = 1 bar, *Humidité relative* = 0%. Ce débit permet de créer un écoulement moyen ayant un nombre de Mach égal à 0.0747 dans les conduits de 55 mm de diamètre. Ce n'est donc pas suffisant pour créer un écoulement moyen d'un nombre de Mach égal à 0.3 comme indiqué dans le cahier des charges (Section.4.2). Afin d'augmenter le débit dans le banc de test, ces quatre réservoirs ont été installés. Les essais seront donc effectués en déchargeant les réservoirs d'air comprimé afin d'augmenter le débit massique.

L'air comprimé est ensuite filtré afin d'éliminer l'humidité ainsi que les poussières ou résidus d'huile afin de protéger les capteurs présents dans le banc (Figure.5.5).

L'arrivée de l'air comprimé dans la salle semi-anéchoïque se fait au travers de la valve de régulation (Figures.5.1 ④ et 5.6). Cette valve sera verrouillée manuellement en position ouverte lors des essais. Le blocage de cette valve est réalisé dans l'objectif de ne pas créer de restriction de section qui pourrait venir impacter le bon fonctionnement de la source. En effet comme il a été vu au chapitre 3 c'est la surface équivalente de la ligne complète comprenant la source qui correspond à la surface fluctuante considérée dans les modèles. Une valve avec une surface de passage inférieure à la surface du diaphragme utilisé dans la source entraînerait un écrêtage de la surface $A_1(t)$ et donc une diminution des performances et l'apparition d'harmoniques non désirés.

En aval de la valve de régulation est placé un débitmètre (KURZ 534FTB-48A) (Figure.5.1 ④) permettant de mesurer le débit massique moyen au cours des essais (Figure.5.7). Ce débitmètre thermique a été choisi pour son immunité face aux perturbations de débit



Figure 5.4 Salle du compresseur et des réservoirs



Figure 5.5 Filtres en sortie du compresseur



Figure 5.6 Valve de régulation placée en amont du banc d'essai

causées par les coudes, les vannes et les changements de taille des conduites pouvant être présents sur le banc. De plus, ce débitmètre ne génère que peu de bruit d'écoulement, ce qui pourrait perturber les mesures réalisées sur le banc.

Un plenum de 120 gallons est placé entre le débitmètre et la source afin de recréer les conditions détaillées dans les modèles analytiques détaillés au chapitre 3. De plus, ce réservoir permet de protéger le débitmètre des fluctuations engendrées par le fonctionnement de la source. En effet, les fluctuations de débit créées par la source peuvent impacter le bon fonctionnement du débitmètre, conçu pour mesurer un débit stationnaire. Le choix d'un débitmètre stationnaire s'explique par la diversité des essais qui seront effectués sur ce banc d'écoulement, nécessitant de connaître le débit massique délivré par le compresseur. La pression p_0 de l'air comprimé contenue dans ce plenum sera réglée manuellement à l'aide du régulateur de pression (TOPRING 51.645) (Figure.5.1 ©) et mesurée à l'aide d'un capteur de pression statique (PX309-150G5V) (Figure.5.1 ①). Cette pression devra être constante pour que l'essai soit validé. La valeur moyenne de cette mesure de pression statique représente la valeur p_0 , utilisée pour prédire le fonctionnement de la source. La température de l'air, relevée au niveau du plenum, est mesurée à l'aide d'un thermocouple

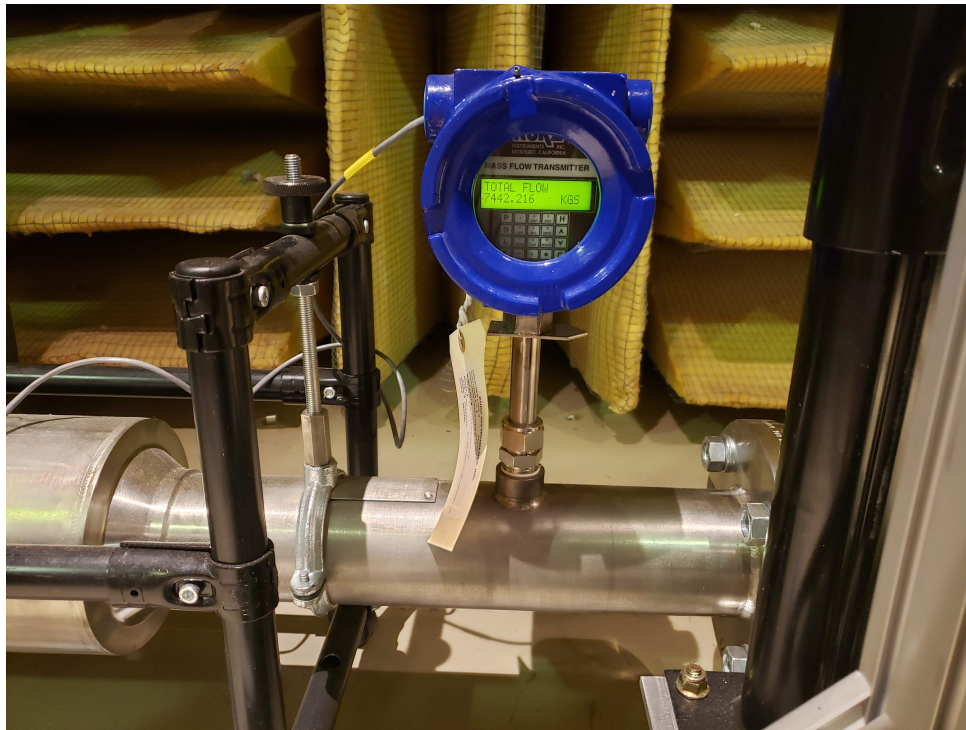


Figure 5.7 Débitmètre

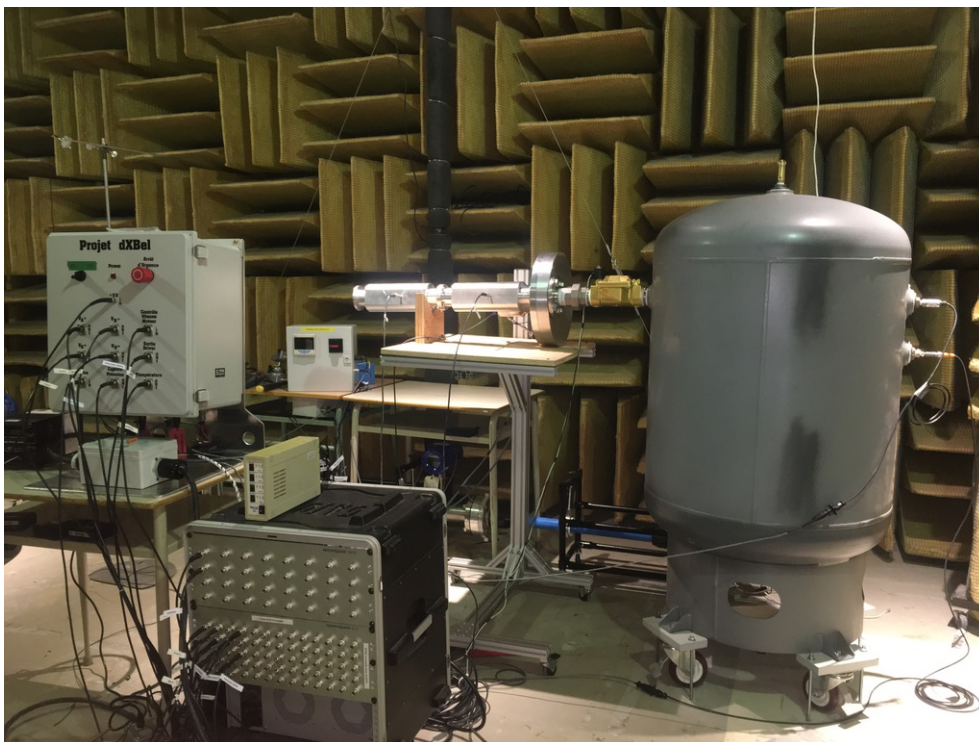


Figure 5.8 Photo du montage du hacheur sur l'ensemble de banc d'écoulement

(M12TX)(Figure.5.1 ②). Finalement, le dernier composant placé avant la source est une valve ON/OFF (SV6008-NO) (Figure.5.1 ③). Cette valve permet de commander l'arrivée d'air comprimé dans la source et donc le début d'un essai.

5.3 Protocole expérimental

Chacun des essais est réalisé en suivant un protocole d'essai schématisé en figure 5.9. Ce processus permet de balayer l'ensemble des possibilités de test offertes par la source et le banc de test. L'objectif est de réaliser des essais avec les trois ensembles de disque / diaphragme sous différentes pressions comprises dans l'intervalle [10 ; 100] PsiG. Afin de rendre les essais plus rapides et complets, les essais seront effectués à l'aide d'une vitesse de rotation glissant linéairement sur l'intervalle [100 ; 1 000] Hz.

5.3.1 Calibration offset de phase

Lorsque le disque et le diaphragme choisis sont assemblés dans la source, il est nécessaire de calibrer l'offset de phase lié à cet ensemble (Figure.5.10). En effet, lorsque la surface de source est maximale, l'angle retourné par l'encodeur magnétique doit être nul. Ce n'est pas forcément le cas lors de l'assemblage du disque sur l'arbre moteur. Une calibration est donc effectuée afin de déterminer l'angle correspondant à la surface maximale de source θ_{ffset} . Cette valeur sera par la suite soustraite aux mesures d'angle effectuées pour tous les tests sur cet ensemble. Ce processus de calibration doit impérativement être répété lors du changement de disque / diaphragme.

5.3.2 Réglage de la pression d'alimentation

Comme présenté en figure 5.9 et suite aux choix de l'ensemble disque et diaphragme qui sera utilisé pour l'étude, la pression p_0 , présente dans le plenum, est réglée à l'aide d'une vanne de régulation de pression manuelle, placée en amont de ce plenum (Figure.5.8). Lors du début la campagne d'essai la pression est réglée à environ 68947 pascals [10 PsiG] puis augmentée par pas de 10 Psi après chaque essai.

5.3.3 Réglage de la vitesse de rotation $f_r(t)$

Afin de balayer l'ensemble de la plage de fréquence de travail [100 ; 1 000] Hz les essais sont réalisés en faisant varier linéairement la commande en fréquence de rotation du disque. L'accélération a été fixée à 10 Hz/s afin de réaliser une augmentation en fréquence suffisamment lente pour éviter la mise en défaut de la servo-drive.

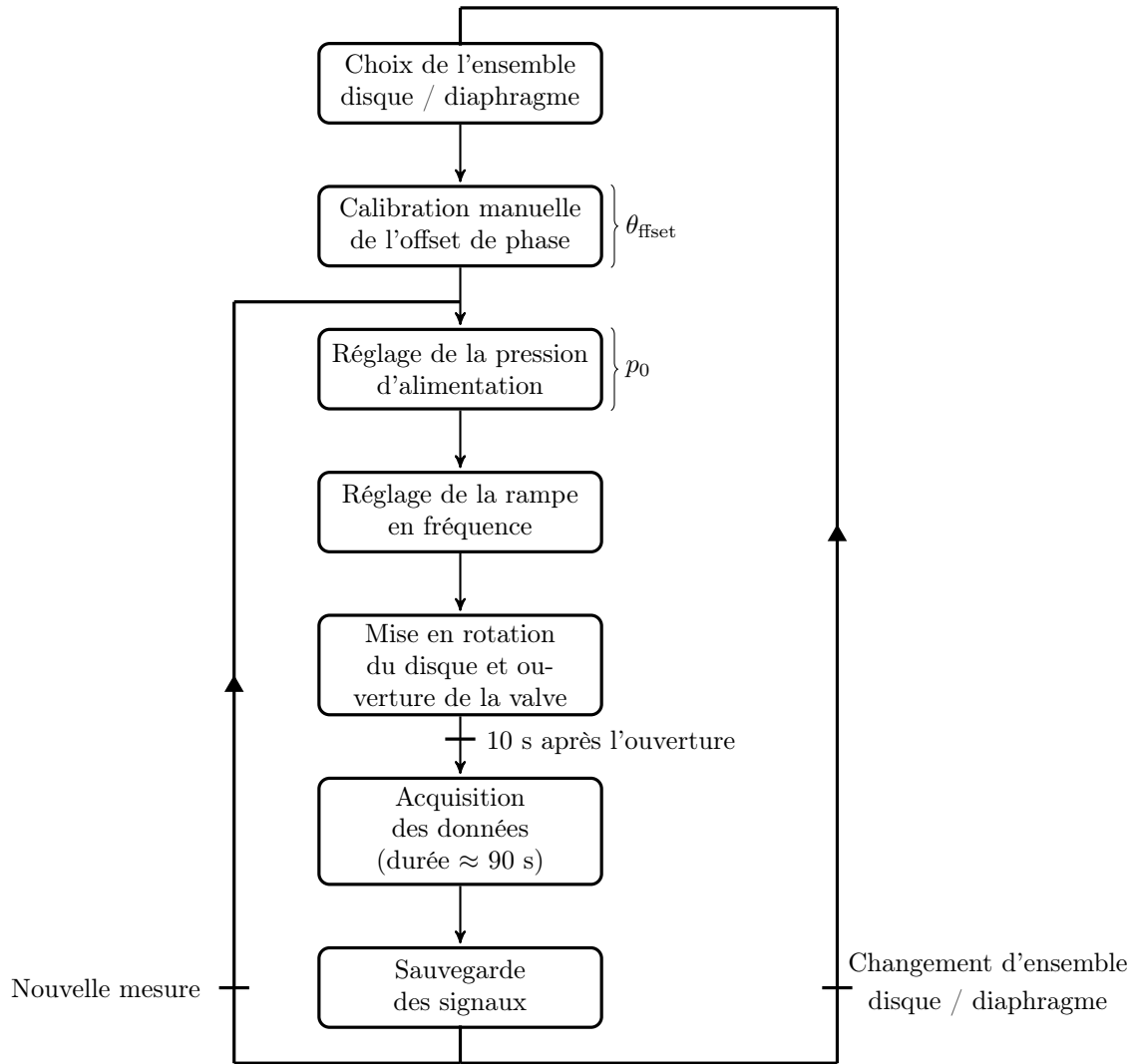


Figure 5.9 Protocole d'essais

En effet, une accélération trop brutale du disque entraîne un appel de courant qui peut être préjudiciable pour le moteur. La servo-drive protège ainsi le moteur en température en se mettant en défaut.

5.4 Contrôle

Comme vu au chapitre 4, le choix de l'ensemble disque / diaphragme permet d'effectuer un réglage grossier de l'écoulement moyen ainsi que du niveau de pression acoustique généré. La pression d'alimentation permet ensuite de préciser ce réglage. La fréquence de l'onde générée est réglée en régulant la vitesse de rotation du disque, contrôlée dans la servo-drive (Figure.5.1(B)). Afin d'augmenter la contrôlabilité de la source, une boucle de verrouillage de phase a été implémentée au sein du programme Simulink de commande temps réel.

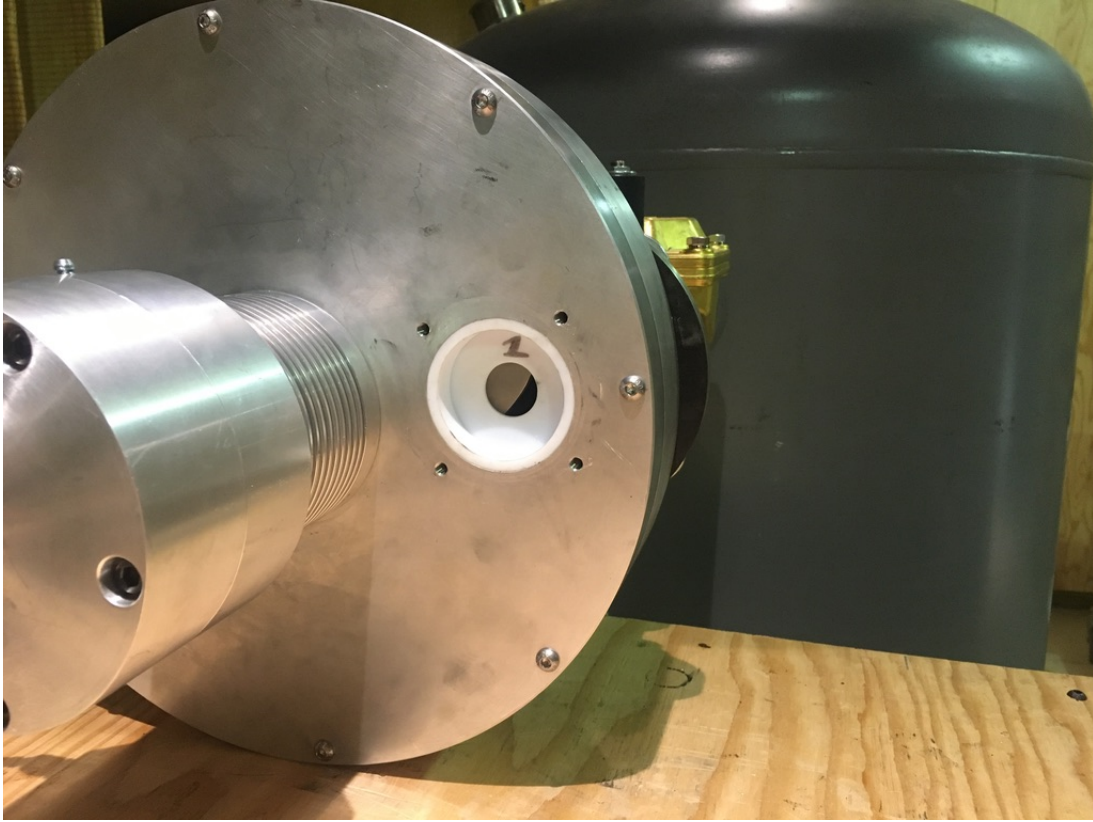


Figure 5.10 Photo de la surface créée par l'ensemble disque / diaphragme n°1 durant le processus de calibration

Cette boucle présentée en figure 5.11 permet de modifier la commande en fréquence envoyée à la servo-drive afin de contrôler la phase du disque.

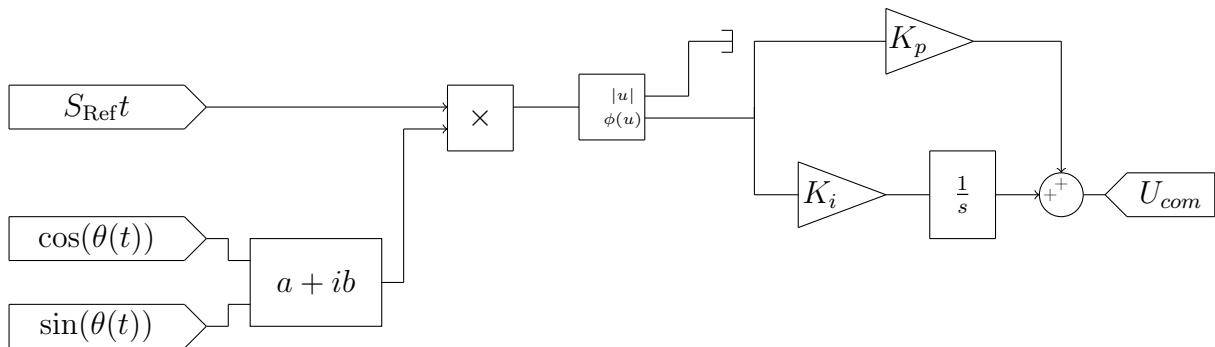


Figure 5.11 Boucle à verrouillage de phase

Pour réaliser ce contrôle, une référence de phase construite à l'aide de $f_r(t)$ définit la porteuse fondamentale désirée de rotation de l'arbre moteur :

$$S_{\text{Ref}}(t) = \cos(2\pi f_r(t)t) + i \sin(2\pi f_r(t)t) \quad (5.1)$$

Les signaux mesurés par le résolveur qui délivre un cosinus et un sinus dont l'angle est celui de la rotation de l'arbre moteur $\theta(t)$ servent à générer le signal de référence de l'arbre :

$$S(t) = \cos(\theta(t)) + i \sin(\theta(t)) \quad (5.2)$$

L'objectif de la boucle à verrouillage de phase est d'asservir $S(t)$ à $S_{\text{Ref}}(t)$. Quand la phase est verrouillée $S(t) = S_{\text{Ref}}(t)$, cela signifie que la commande U_{com} calculée par le correcteur PI permet la rotation du moteur suivant exactement la référence $f_r(t)t = \theta(t)$. Le verrouillage de phase implique le suivi de f_r . La sortie de la boucle à verrouillage de phase est la référence en vitesse U_{com} envoyée à la servo-drive contrôlant la vitesse de rotation. Les gains K_p et K_i du contrôleur PI ont été réglés de manière empirique afin de limiter l'erreur de phase inférieure à 5 degrés.

5.5 Traitement des données

L'objectif de cette section est de détailler et valider les traitements réalisés sur les signaux mesurés pendant les essais.

5.5.1 Débit massique

Le débit massique est mesuré par le débitmètre tout du long de l'essai. Lorsque l'essai débute, la valve solénoïde située en amont du hacheur est ouverte afin de laisser l'écoulement d'air comprimé s'écouler au travers de la source. La mesure de débit massique réalisée au début d'un essai est transitoire. Comme présentée en figure 5.12, la mesure de débit, pour un essai réalisé avec une pression d'alimentation de 40 PsiG, met environ 10 secondes à atteindre un régime stable. Afin d'estimer convenablement le débit moyen passant au travers de la source, le débit moyen \bar{q}_m sera calculé en réalisant la moyenne de l'ensemble des mesures réalisées suite à ce régime transitoire.

5.5.2 Onde acoustique

Le traitement des signaux de pression relevés par les capteurs de pression est réalisé dans l'objectif de déterminer l'amplitude et la phase des 5 premiers harmoniques de l'onde. Grâce à ces résultats, il sera possible de valider les attentes en termes de niveau de pression, de distorsion harmonique mais aussi de réaliser une comparaison avec les modèles analytiques établis au chapitre 3.

Les essais expérimentaux seront réalisés avec une fréquence augmentant linéairement entre 100 et 1 000 Hz en 90 secondes.

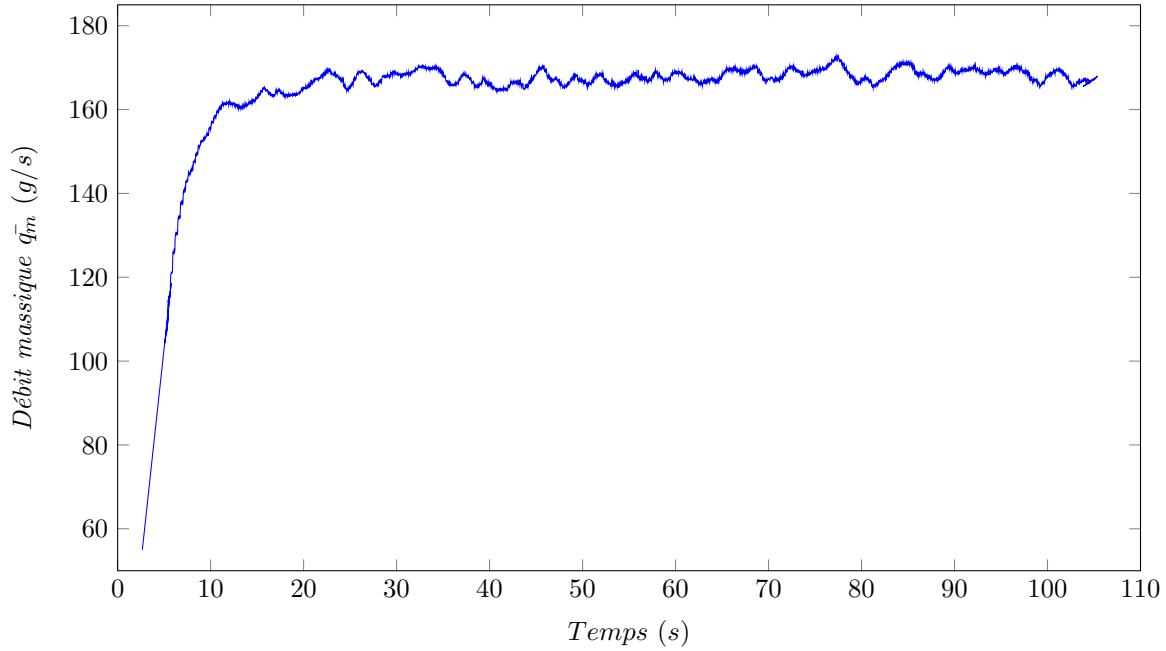


Figure 5.12 Évolution du débit massique au cours d'un essai avec $p_0 = 40\text{PsiG}$ pour l'ensemble : Disque n°2 - Diaphragme n°2.

Trois méthodes ont été étudiées pour traiter les signaux de pression relevés par les capteurs (Figures.5.1) : l'estimation de la fonction de transfert, la démodulation synchrone et l'estimation d'ordre à l'aide d'un filtrage de Vold-Kalman.

Afin d'assurer le bon fonctionnement de ces méthodes, un ensemble de signaux de références, appelées porteuses doivent être créés. Ces signaux sont des exponentiels complexes dont les fréquences sont celles des ordres ciblés pour l'étude. Lors de l'étude expérimentale, la création des porteuses est effectuée à l'aide des signaux issus du résolveur magnétique (Figure.5.1 ⑤) présent sur l'arbre moteur de la source. En effet, le résolveur renvoie un cosinus et un sinus, dont l'angle est celui de l'arbre du moteur. Ces signaux sont ensuite combinés pour former des exponentiels complexes $G_K(t)$ représentant les porteuses des K ordres étudiés :

$$G_K(t) = [\cos(\theta(t)) + i \sin(\theta(t))]^{K \times N} \quad (5.3)$$

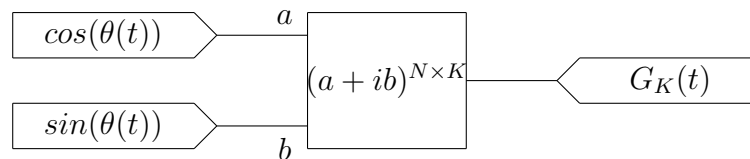


Figure 5.13 Génération de la porteuse pour l'ordre K

La porteuse correspondant à l'ordre K est la combinaison des signaux résolveur qui est par la suite porté à la puissance $N \times K$ pour concorder avec la fréquence de fluctuation de surface, N fois plus importante que celle de rotation (en raison du nombre N de motifs sur le disque) et K pour l'ordre choisi. (Figure.5.13). La plage de fréquence balayée par cette porteuse est $[f_{min}(K \times N); f_{max}(K \times N)]$ avec $[f_{min}; f_{max}]$ plage de fréquence de rotation du disque.

5.5.2.1 Méthode d'estimation des fonctions de transfert

La première méthode de traitement consiste à estimer les fonctions de transfert reliant les porteuses au signal de pression mesuré à X mm de la source.

Dans le cas d'une source purement tonale (sans distorsion) le signal d'entrée est uniquement composé de la porteuse à l'ordre 1 $|G_1(t)|$. Comme $G_1(t) = 1$ et que le glissement en fréquence est effectué lentement il est possible d'estimer la fonction de transfert et donc l'amplitude et la phase de la pression à ce capteur pour l'ordre associé à la porteuse choisie. L'objectif de cette méthode revient à calculer une estimation $\widehat{H^X}$ de la fonction de transfert H^X (Figure.5.14).

$$\widehat{H^X}(f) = \frac{P_{p^X G_1}(f)}{P_{G_1 G_1}(f)} \quad (5.4)$$

avec : $P_{p^X G_1}(f)$: Interspectre de G_1 et p^X ,
 $P_{G_1 G_1}(f)$: Autospectre de x .

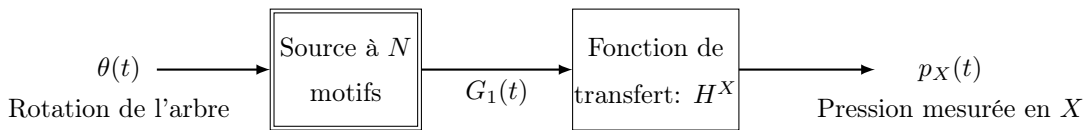


Figure 5.14 Modèle de la source tonale

Dans le cas d'une source distordue, K porteuses, correspondants aux K ordres sont émises par la source. Elles sont les entrées des K fonctions de transfert H_K^X . L'objectif est alors d'estimer ces fonctions de transfert pour chacun des ordres : $\widehat{H_K^X}$ (Figure.5.15).

La relation en fréquence entre la porteuse G_K et p_K est définie comme :

$$p_K^X(Kf) = H_K^X(Kf)G_K(Kf) \quad (5.5)$$

Cette relation, valide pour une excitation harmonique, se transpose sur l'enveloppe complexe sous l'hypothèse de lente variation de la porteuse. Ainsi on peut approximer :

$$p_K^X(t) \approx H_K^X(Kf)G_K(t) \quad (5.6)$$

Sachant que l'analyse par enveloppe complexe sert à calculer a_K^X tel que $a_K^X G_K(t) = p_K(t)$, on obtient $a_K^X G_K(t) \approx H_K^X(Kf)G_K(t)$ à une fréquence Kf . Par identification des termes, en situation quasi-stationnaire ($f(t)$ lentement variable) il est possible de définir \widehat{a}_K^X , construit avec les a_K^X qui respecte $\widehat{a}_K^X \approx H_K^X(Kf)$. Cette relation établit le lien entre la fonction de transfert H_K^X et l'amplitude de l'ordre à la fréquence Kf . Ainsi, identifier H_K^X revient à calculer \widehat{a}_K^X .

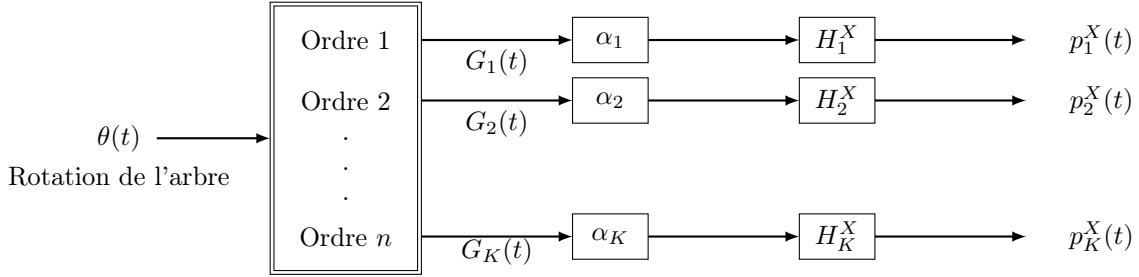


Figure 5.15 Modèle de la source distordue

Cette estimation suppose que le bruit de mesure n'est pas corrélé avec les porteuses générées ($G_K(t)$).

Cette méthode sera mise en place avec la fonction *tfestimate* intégrée au logiciel Matlab (Signal Processing Toolbox) [45] en utilisant comme vecteur d'entrée l'une des porteuses et en sortie la mesure de l'un des deux capteurs de pression.

5.5.2.2 Démodulation des signaux temporels

La démodulation synchrone est schématisée à la figure 5.16. L'objectif de cette méthode est d'extraire l'enveloppe complexe a_K (phaseur instantané) à l'ordre K d'un signal temporel périodique. Les signaux de pressions sont multipliés par le conjugué de chacune des porteuses associées aux ordres étudiés afin de translater le signal dans le domaine fréquentiel selon le principe d'hétérodynage. Les résultats sont ensuite filtrés à l'aide d'un filtre passe-bas permettant de ne conserver uniquement que l'enveloppe complexe associée à l'ordre suivi. Ainsi, en sortie de la démodulation, on obtient la phase $\phi(a_K)$ et l'amplitude $|a_K|$ de l'ordre mesuré au capteur de pression.

$$a_K(t) = g(t) \otimes (p_X(t)G_K(t)) \quad (5.7)$$

avec : $p_3(t)$: Signal microphonique à la position X,
 \otimes : Produit de convolution,
 $g(t)$: Filtre passe-bas (réponse impulsionnelle),
 $G_K(t)$: Porteuse à l'ordre K .

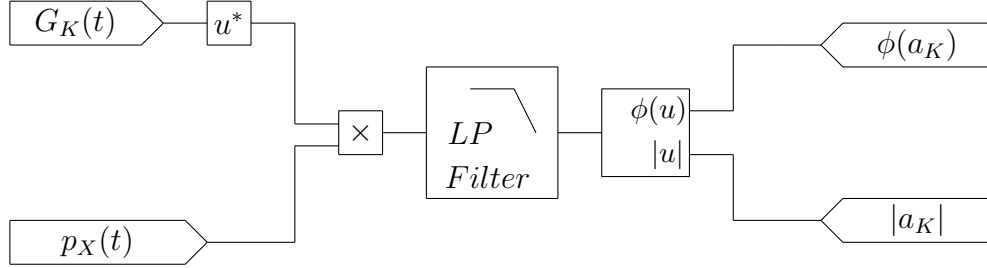


Figure 5.16 Schéma de la démodulation synchrone à l'ordre K

5.5.2.3 Analyse d'ordre à l'aide de Vold-Kalman

Une amélioration de la démodulation synchrone est de recourir à un filtrage de Vold-Kalman [46]. Cette méthode est définie en temps discret $nT_e = t$ avec T_e la période d'échantillonnage et n l'indice. Elle permet, pour chaque nouvelle donnée $y(n)$, de faire une extraction optimale, au sens de Kalman, des enveloppes complexes associées aux ordres étudiés, composant le signal temporel. Pour cela, le signal mesuré, exprimé en forme discrète $y(n)$, est considéré comme constitué d'un ensemble d'enveloppes complexes $a_k(n)$ modulant des porteuses $G_k(n)$ à différents ordres. A ce signal on fait l'hypothèse de l'ajout d'un bruit de mesure gaussien $\xi(n)$ comme exprimé en équation 5.8.

$$y(n) = \sum_{k \in j} a_k(n) G_k(n) + \xi(n) \quad (5.8)$$

Pour appliquer la méthode il faut exprimer 5.8 sous la forme matricielle équivalente suivante :

$$y(n) = B(n)A(n) + \xi(n) \quad (5.9)$$

avec : $B(n) = \begin{bmatrix} B_1(n) & B_2(n) & \dots & B_K(n) \end{bmatrix}$: le vecteur des porteuses,

$$B_k(n) = \begin{bmatrix} 0 & \theta_k(n) \end{bmatrix}$$

$$A(n) = \begin{bmatrix} a_1(n) \\ a_2(n) \\ \dots \\ a_K(n) \end{bmatrix} : \text{le vecteur des enveloppes complexes.}$$

L'équation 5.10 permet de déterminer les enveloppes à l'instant $n + 1$ en fonction des enveloppes complexes à l'instant n et du bruit d'innovation $Z(n)$.

$$A(n + 1) = F(n + 1, n)A(n) + Z(n) \quad (5.10)$$

La matrice de transition $F(n + 1, n)$ est définie dans [46].

La méthode de Vold-Kalman, détaillée dans [46] se base sur (Eqs.5.9 5.10) pour synthétiser un observateur qui permet un suivi simultané de l'ensemble des ordres allant de 1 à K . Cela permet l'obtention de la matrice $A(n)$ pour tout les instants n . Appliquée aux signaux de pressions mesurés, elle permet de déterminer, en temps réel, l'amplitude et la phase de chacun des ordres composant le signal temporel.

Cette méthode nécessite cependant le réglage de plusieurs paramètres : le facteur de pondération r et les matrices diagonales $Q_1(n)$ et $Q_2(n)$. La matrice $Q_1(n)$ est une matrice diagonale faite du produit d'une matrice identité $2K \times 2K$ et d'une variance q_1 . La relation entre les paramètres de réglages est définie en équation 5.11.

$$Q_2(n) = r^2(n)Q_1(n) \quad (5.11)$$

La matrice $Q_1(n)$ est la matrice diagonale de la variance du bruit d'innovation sur les enveloppes complexes. La matrice $Q_2(n)$ est la matrice diagonale de la variance du bruit de mesure. Le facteur r^2 est utilisé pour gérer le compromis entre le suivi rapide de variation des enveloppes et le bruit de mesure.

Comme présenté dans [46] le réglage de r et q_1 est réalisé en connaissant le signal dont on cherche à estimer les enveloppes complexes. Le réglage est effectué pour suivre l'évolution des enveloppes complexes du signal d'entrée sans être pollué par le bruit de mesure [46]. En règle générale, un facteur de pondération r associé avec un faible facteur q_1 permet à la fois une convergence rapide et une immunité au bruit lors du suivi des enveloppes.

5.5.2.4 Taux de distorsion

La dernière étape de traitement de l'onde de pression acoustique est de définir le taux de distorsion par rapport à la composante fondamentale pour chacun des ordres étudiés comme défini à l'équation 4.9. L'objectif de cette étape est de définir la distorsion de l'onde générée par la source indépendamment de la charge acoustique. En effet, la charge acoustique, placée en aval de la source, entraîne une variation de l'amplitude et de la phase

en fonction de la fréquence et de l'emplacement de la mesure de pression. Ces variations peuvent modifier l'allure de l'onde mesurée lorsque l'onde émise par la source n'est pas parfaitement sinusoïdale. Pour une fréquence donnée, un harmonique peut se voir fortement amplifié tandis qu'un autre sera atténué et ceci en fonction de la réponse en fréquence associée à la charge acoustique utilisée. L'onde de pression mesurée au sein du conduit ouvert ne sera donc pas celle émise par la source. Pour pallier ce problème, l'utilisation d'une terminaison anéchoïque a été utilisée lors de la validation numérique de la source conçue (Section.4.4.4). Cependant, l'utilisation d'une terminaison anéchoïque lors des essais expérimentaux pose de nombreuses problématiques. Il est quasiment impossible de concevoir une terminaison parfaitement anéchoïque pour les niveaux engendrés par la source et d'autant plus lorsque ces niveaux sont couplés à un écoulement (Section.2.5). L'objectif est donc de venir corriger la réponse en fréquence de la charge acoustique (conduit ouvert) dans le but de retrouver la distorsion harmonique du signal tel qu'il aurait pu être mesuré en présence d'une terminaison anéchoïque parfaite.

La source est modélisée comme générant des harmoniques d'amplitudes complexes $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_K$ sur les ordres 1, 2, ... K. En considérant une lente variation de la fréquence de balayage $f(t)$, on peut approximer la réponse du conduit acoustique à sa réponse fréquentielle :

$$p_K^X(t) \approx \alpha_K H^X(Kf) G_K(t) \quad (5.12)$$

L'enveloppe complexe mesurée au capteur de pression est obtenue pour une fréquence Kf :

$$a_K \approx \alpha_K H^X(Kf) \quad (5.13)$$

En divisant les enveloppes $\widehat{a}_K(Kf)$ par $\widehat{a}_1(Kf)$ il est possible de compenser la fonction de transfert $H^X(f)$ et ainsi de définir un indicateur de distorsion harmonique :

$$DH_K F(Kf) = \frac{\widehat{a}_K(Kf)}{\widehat{a}_1(Kf)} = \frac{\alpha_K H^X(f)}{\alpha_1 H^X(f)} = \frac{\alpha_K}{\alpha_1} \quad (5.14)$$

Le pourcentage de contribution de chacun des ordres étudiés ainsi que son déphasage par rapport à la composante fondamentale pourra alors être calculé.

5.6 Comparaison et validation des méthodes de traitement des signaux microphoniques

Afin de déterminer la méthode de traitement la plus efficace pour le traitement des signaux de pressions, une comparaison des trois méthodes détaillées précédemment est réalisée. Pour réaliser cette comparaison, des signaux de pressions temporels, semblables à ceux qui sont attendus lors des essais expérimentaux, sont créés. Ensuite, ces signaux sont soumis aux trois différentes méthodes de traitement afin de recueillir les amplitudes et phases des signaux créés. La comparaison des résultats permettra d'établir les avantages et inconvénients de chaque méthode.

Dans un premier temps, des signaux de base servant à construire les signaux de pression sont des sinus purs afin de focaliser l'étude sur la composante fondamentale. Dans un second temps, les signaux seront constitués de composantes non nulles sur les 5 premiers ordres afin d'étendre la validation aux signaux distordus. Finalement, le travail de reconstruction du signal d'entrée sera effectué à l'aide de la méthode identifiée.

5.6.1 Création des signaux de pression temporels

Afin de tester le bon fonctionnement des trois méthodes de traitement des signaux temporels de pressions, des signaux de fluctuation de pression, purement théoriques sont créés. Dans le but de s'approcher du procédé expérimental, les fréquences de fluctuation de ces signaux sont glissantes et leurs évolutions linéaires. Les fréquences choisies glissent de 100 à 1000 Hz en 80 secondes (temps approximatif d'un essai expérimental).

La première étape est la génération de la porteuse fondamentale $G_1(t)$ à partir de deux signaux à fréquence glissante sin et cos créés à l'aide de la fonction Matlab *chirp*.¹

Deux signaux de pression sont ensuite créés dans l'idée d'avoir des variations d'amplitude et de phase semblables à celles qui sont attendues expérimentalement au niveau des deux capteurs de pression placés respectivement à $l_{23} = 150$ mm et 500 mm. Pour ce faire, les modèles développés au chapitre 3 seront utilisés pour modéliser la réponse en fréquence des deux capteurs de pressions. La configuration choisie pour générer les signaux est la suivante : ensemble disque / diaphragme n°2 et pression d'alimentation $p_0 = 30$ PsiG. La pression d'alimentation choisie ici entraîne l'utilisation du modèle sonique ($p_0 > p_c$) (Eq.3.1).

1. $y = \text{chirp}(t, f0, t1, f1)$ génère un cosinus dont la fréquence glisse linéairement. Ce signal est estimé aux instants contenus dans le vecteur t . La fréquence au temps 0 est $f0$ et la fréquence au temps $t1$ est $f1$.

Les amplitudes et phases prédites numériquement, aux places des deux capteurs de pression, sont présentées en figure 5.17.

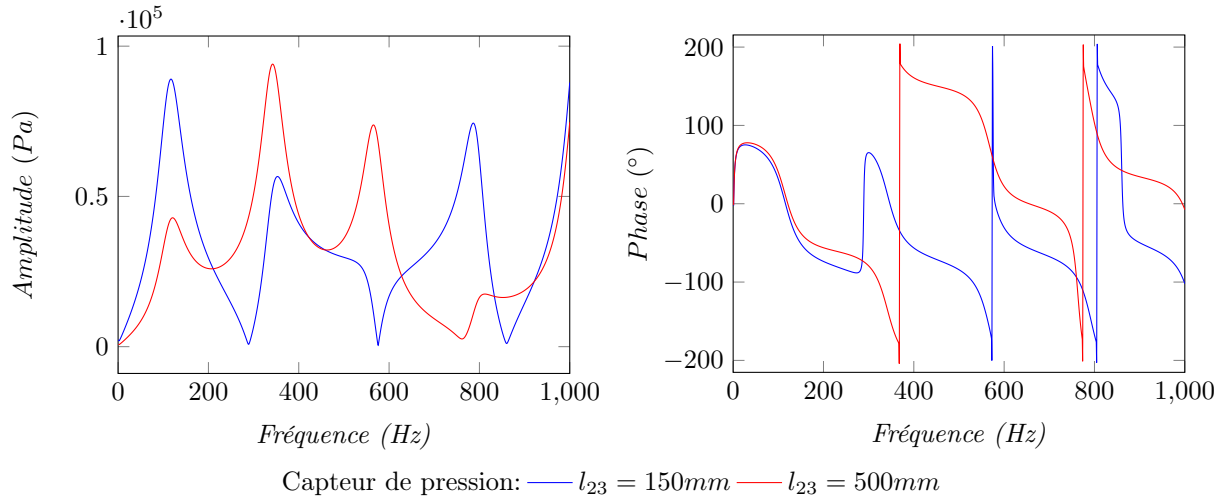


Figure 5.17 Prédiction en amplitude et phase du modèle analytique aux deux capteurs de pression.

L'outil Toolbox de Matlab sert à identifier 2 modèles d'état linéaire d'ordre 10 reproduisant les mêmes réponses en fréquence. L'ordre 10 est l'ordre minimum permettant de représenter l'ensemble des pôles du système. Les modèles d'état sont identifiés sur la plage de fréquence $[0 ; 1\,000]$ Hz.

Ces deux modèles d'état permettent de simuler en temps la réponse à un signal d'entrée d'amplitude et phase mais de fréquence variable (la porteuse fondamentale). Ainsi, les deux signaux temporels sont générés. Ils reproduisent les amplitudes et les phases comme attendus par le modèle analytique. Ces deux signaux, qui reproduisent des signaux temporels qui pourraient être mesurés expérimentalement, sont présentés en figure 5.18.

Ces deux signaux sont ensuite traités à l'aide des trois méthodes de traitement détaillées en section 5.5.2. Les figures 5.19, 5.20 et 5.21 présentent les résultats obtenus à l'aide de ces trois méthodes : estimation de la fonction de transfert, démodulation synchrone et Vold-Kalman.

Les résultats obtenus avec l'utilisation de la méthode d'estimation de la fonction de transfert sont présentés en figure 5.19. Cette méthode permet une bonne reconstruction de la réponse en fréquence, autant en amplitude qu'en phase. Les résultats sont cependant fortement bruités en basses fréquences en ce jusqu'aux environs de 300 Hz. Ce bruit, d'origine purement numérique, peut être attribué à l'usage d'un glissement en fréquence linéaire.

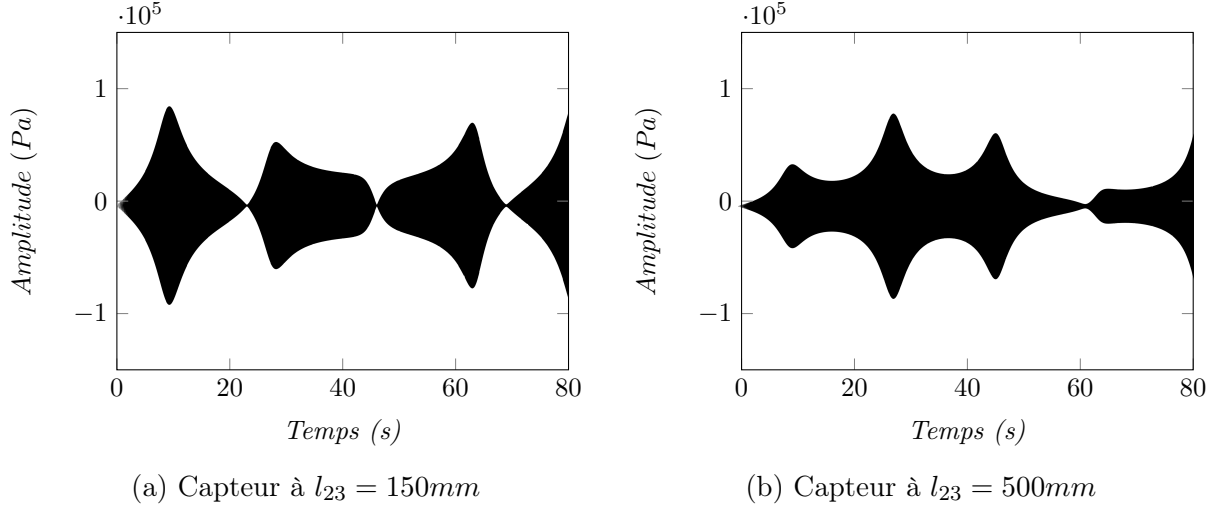


Figure 5.18 Signaux temporels de pression simulés avec une source sinusoïdale

L'estimation de la réponse fréquentielle réalisée à l'aide de la démodulation synchrone est présenté en figure 5.20. La méthode de démodulation permet d'obtenir une estimation de la réponse en fréquence peu bruitée, avec une amplitude de bruit constante sur l'ensemble de la plage de fréquence. Un léger décalage en fréquence de l'ordre de quelques Hz peut cependant être observé. Ce décalage peut être attribué à l'utilisation d'un filtre passe-bas d'ordre 10 et de fréquence de coupure 10 Hz. L'utilisation de ce filtre engendre un retard donc un décalage.

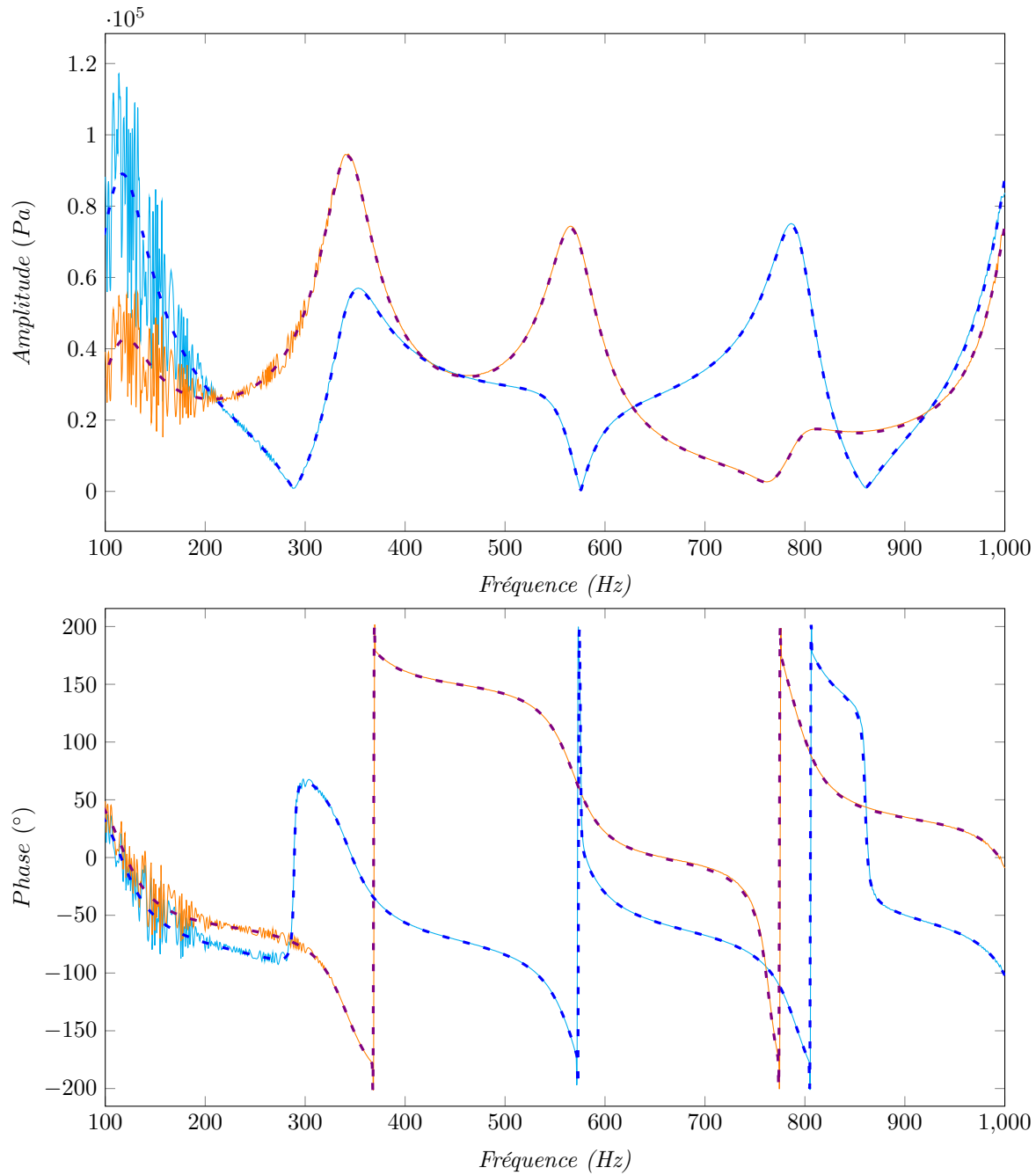
L'analyse d'ordre à l'aide de filtres de Vold-Kalman permet d'obtenir les résultats présentés en figure 5.21. Le facteur de pondération r a été réglé à 10^6 tandis que le facteur q_1 a été réglé à 10^{20} . Ces réglages ont été identifiés de manière itérative afin de minimiser le bruit ainsi que la durée de la période transitoire. Cette méthode permet d'obtenir une estimation en amplitude et phase avec un niveau de bruit très faible. De plus, aucun décalage en fréquence n'est présent sur l'ensemble de la plage fréquentielle étudiée.

Cependant, dans l'objectif de valider le bon fonctionnement des méthodes du traitement sur l'ensemble des 5 premiers ordres, le signal étudié doit contenir des composantes sur ces ordres. Pour ce faire un signal distordu est créé. Il se base sur les 5 porteuses créées précédemment :

$$s_{NL}(t) = \sum_{K=1}^5 a_K G_K(t) \quad (5.15)$$

Ce signal est donc composé des 5 premiers ordres dont les amplitudes sont :

Le signal d'entrée distordu obtenu est présentée en figure 5.22.



Réponse en fréquence estimée: — $l_{23} = 150\text{mm}$ — $l_{23} = 500\text{mm}$
 Réponse en fréquence théorique: - - $l_{23} = 150\text{mm}$ - - $l_{23} = 500\text{mm}$

Figure 5.19 Comparaison entre la réponse en fréquence théorique et l'estimation faite à l'aide de `tfestimate`

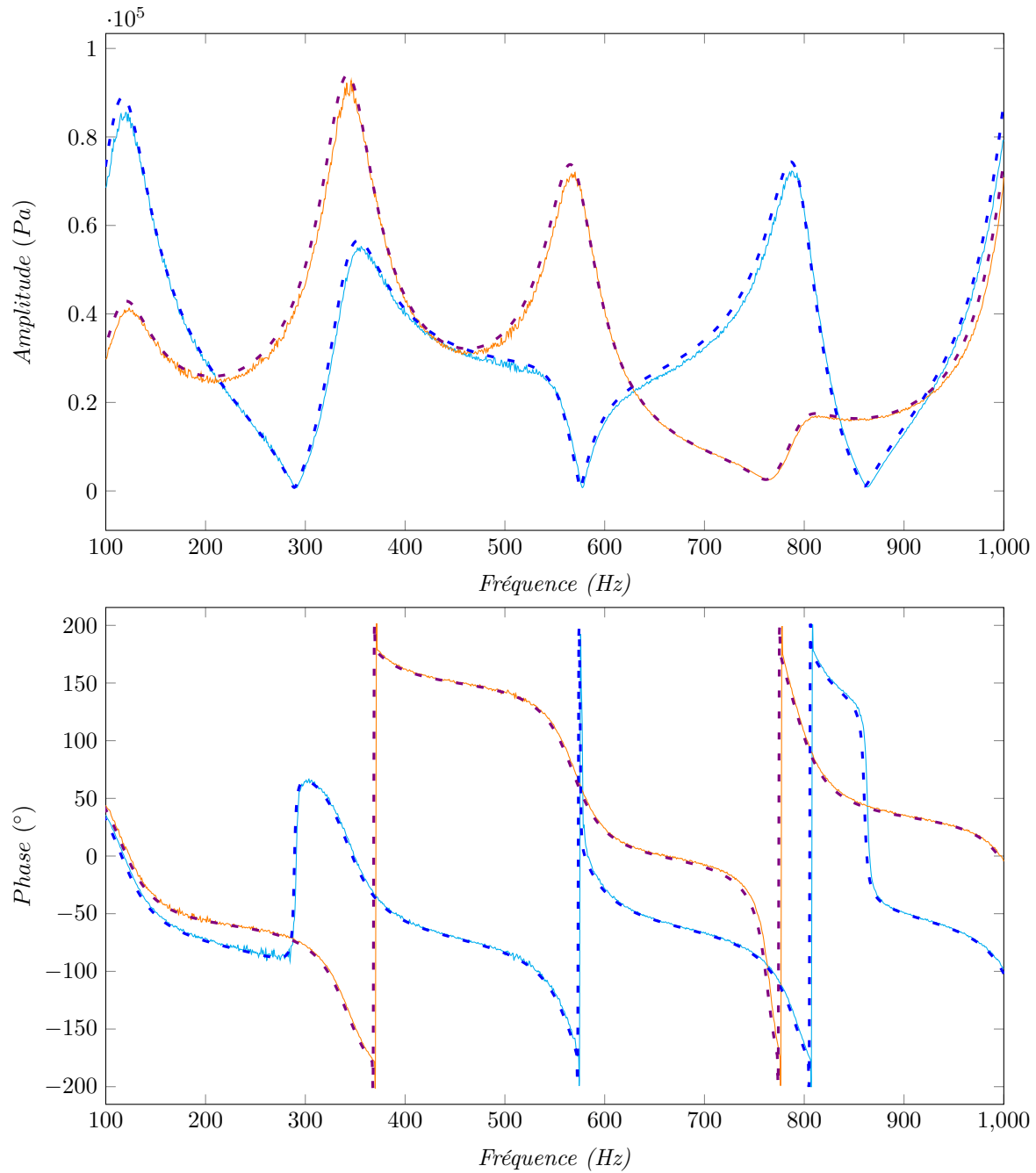
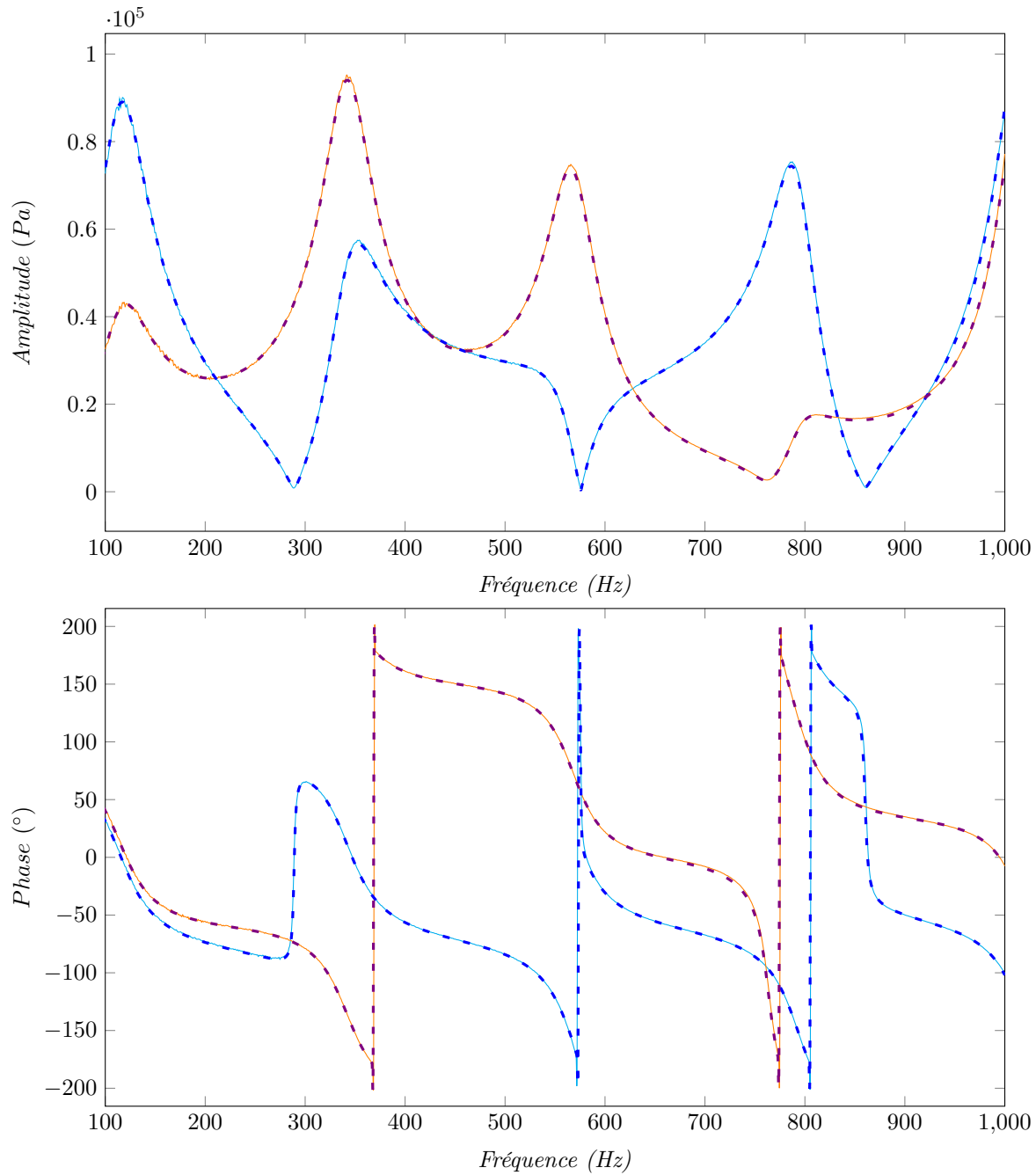


Figure 5.20 Comparaison entre la réponse en fréquence théorique et l'estimation faite à l'aide de la démodulation synchrone



Réponse en fréquence estimée: $l_{23} = 150\text{mm}$ $l_{23} = 500\text{mm}$
 Réponse en fréquence théorique: $l_{23} = 150\text{mm}$ $l_{23} = 500\text{mm}$

Figure 5.21 Comparaison entre la réponse en fréquence théorique et l'estimation faite à l'aide de l'analyse d'ordre avec le filtrage de Vold-Kalman

Tableau 5.1 Composition du signal distordu

Ordre	1	2	3	4	5
$ a_K $ (Pa)	25000	17500	12500	7500	2500
$\phi(a_K)$ ($^\circ$)	0	45	90	-45	-90
$DH_K F$ (%)	\emptyset	70	50	30	10

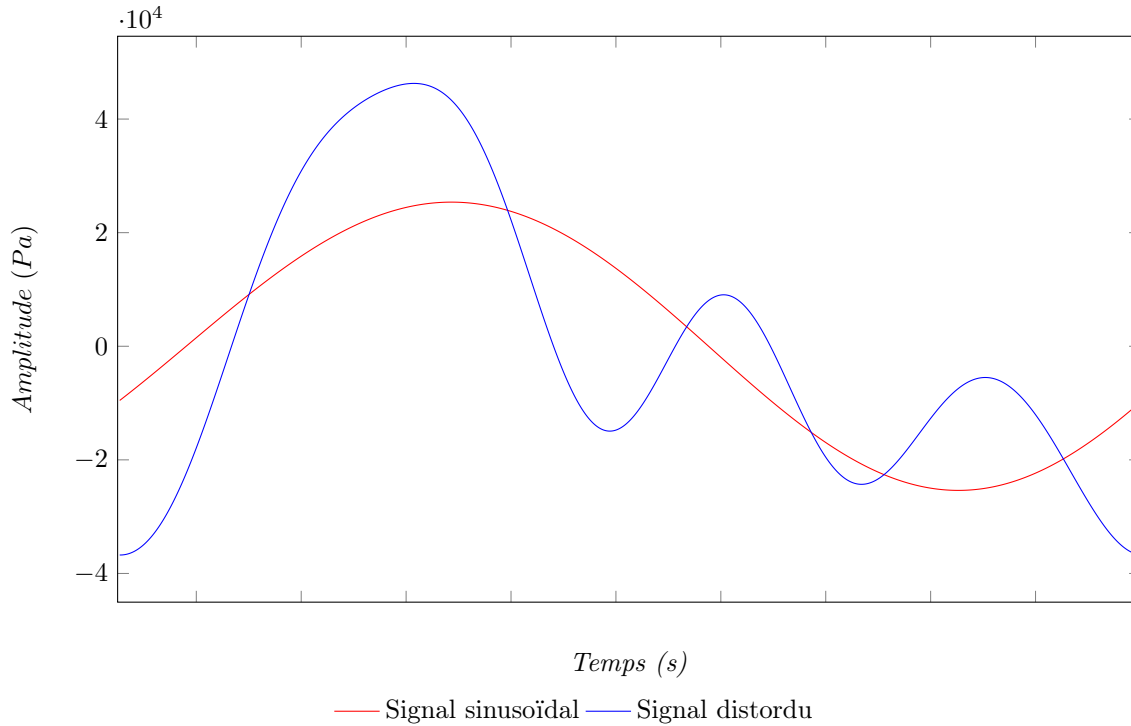


Figure 5.22 Allure des signaux d'entrée

Les deux signaux de pression obtenus en passant ce signal distordu dans les deux filtres sont présentés en figure 5.23.

Ces deux signaux sont ensuite soumis aux trois différentes méthodes de traitement et les résultats sont présentés en figures 5.24, 5.25 et 5.26. Les figures 5.24 et 5.27 présentent les résultats obtenus sur 5 premiers ordres en amplitude en phase en fonction de la fréquence de l'ordre en question.

Les résultats de l'ordre 1 sont présentés sur la plage de fréquence $[100; 1\,000]$ tandis que les ordres supérieurs débutent à $K \times 100$ Hz, avec K l'ordre étudié. La fréquence maximale d'étude reste égale à 1 000 Hz quelque soit l'ordre car les deux modèles d'état linéaires sont définis sur la plage $[0; 1\,000]$ Hz.

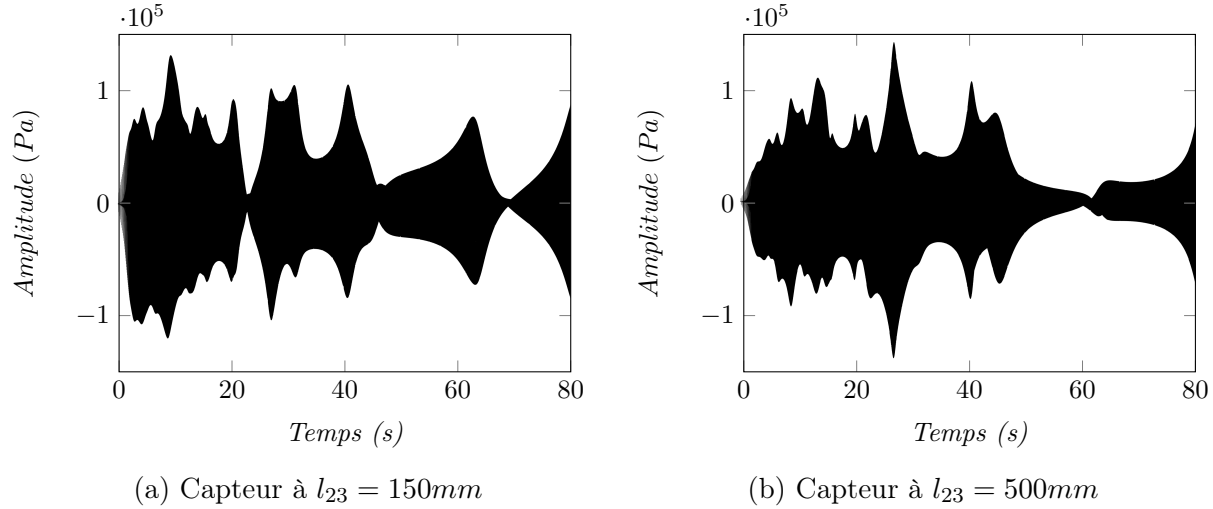


Figure 5.23 Signaux temporels de pression simulés avec une source distordues

Il est clair que la méthode d'estimation de la fonction de transfert permet de retrouver la fonction de transfert initiale H avec les différentes porteuses. Cependant, plus le signal de référence utilisé est d'ordre élevé plus l'estimation est bruitée sur la plage $[100 ; 1\,000]$ Hz.

La démodulation synchrone entraîne aussi l'apparition d'un bruit numérique plus important sur les ordres supérieurs (Figures.5.25 et 5.28). Ce bruit est cependant d'amplitude beaucoup plus faible que celui obtenu via la méthode d'estimation de la fonction de transfert. De plus, le décalage fréquentiel relevé sur la figure 5.20 est ici aussi visible. Ce décalage fréquentiel n'est pas le même d'un ordre à l'autre ce qui entraîne un chevauchement des courbes, visibles sur l'agrandissement présent en figure 5.25.

Finalement, l'analyse d'ordre à l'aide du filtrage de Vold-Kalman, effectuée avec les mêmes réglages que l'étude précédente, dont les résultats sont présentés en figures 5.26 et 5.29, permet l'obtention de résultats très peu bruités sur l'ensemble de la plage de fréquence. De plus comme vu sur l'agrandissement présent sur la figure 5.26 aucun décalage fréquentiel n'est observable.

L'objectif est maintenant de valider l'immunité au bruit de mesure de la méthode de Vold-Kalman. Pour ce faire, un bruit blanc gaussien est ajouté au signal temporel de pression, simulé avec un source distordue, pour le capteur placé à $l = 500$ mm (Figure.5.23). Le rapport signal sur bruit est de 20 décibels. Le signal bruité créé est visible en figure 5.30.

La figure 5.31 présente les résultats obtenus sur les 5 premiers ordres, en amplitude. Seules les méthodes de démodulation synchrone et la méthode de Vold-Kalman sont présentées car, comme vu précédemment, ces deux méthodes sont pressenties pour réaliser le traitement des données. Il apparaît que l'amplitude estimée par la méthode de la démodulation

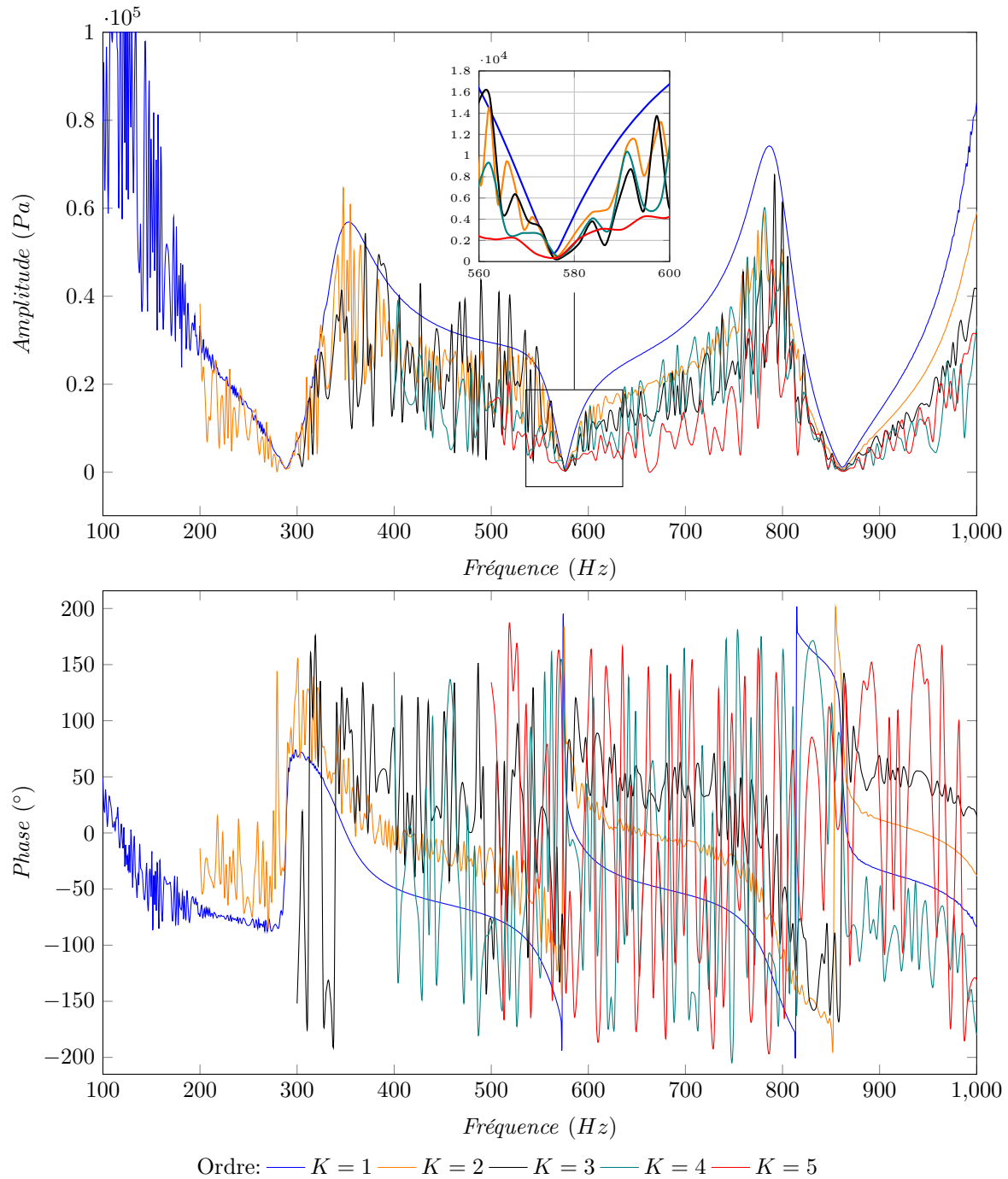


Figure 5.24 Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm avec la méthode d'estimation de la fonction de transfert

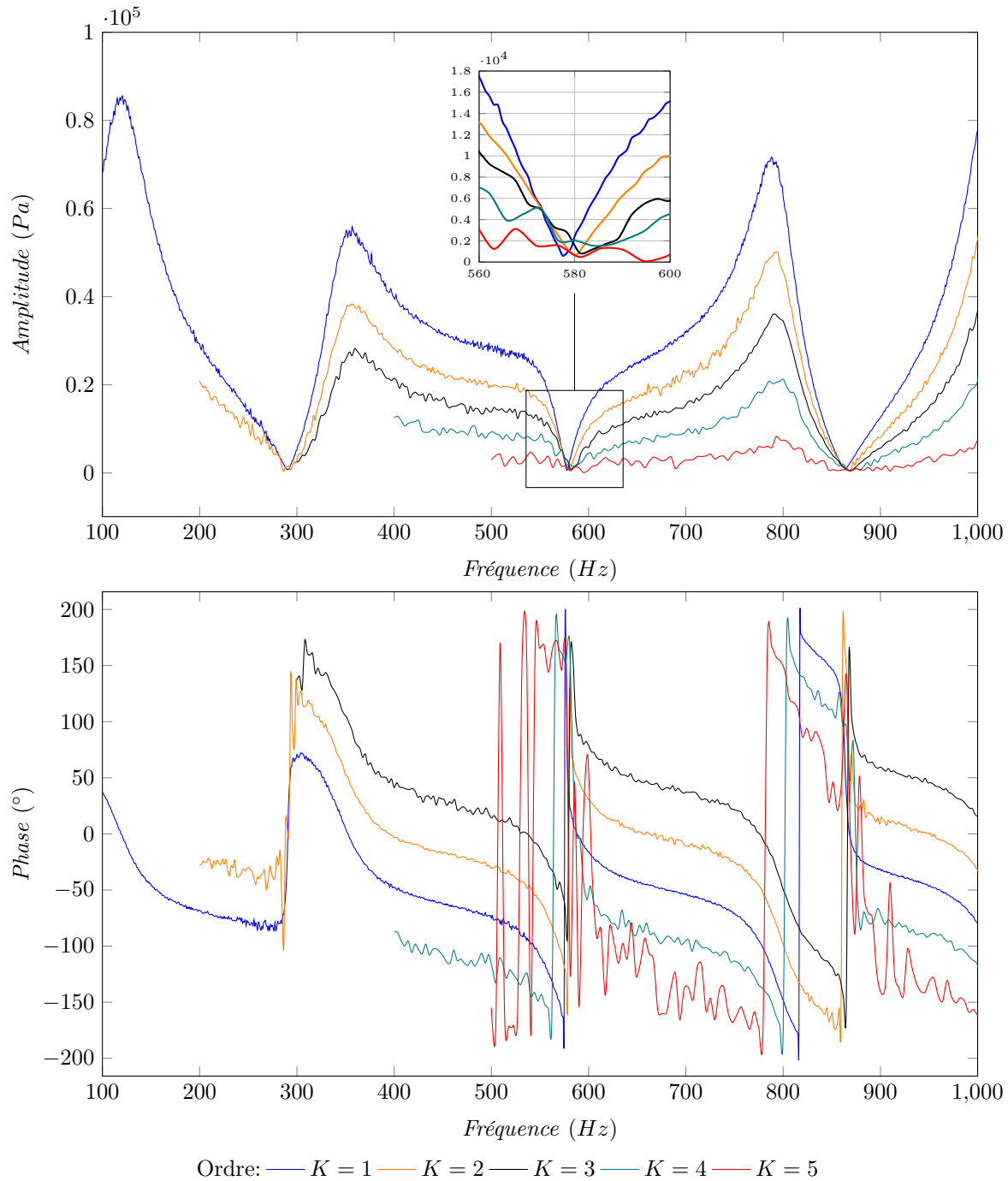


Figure 5.25 Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm avec la démodulation synchrone

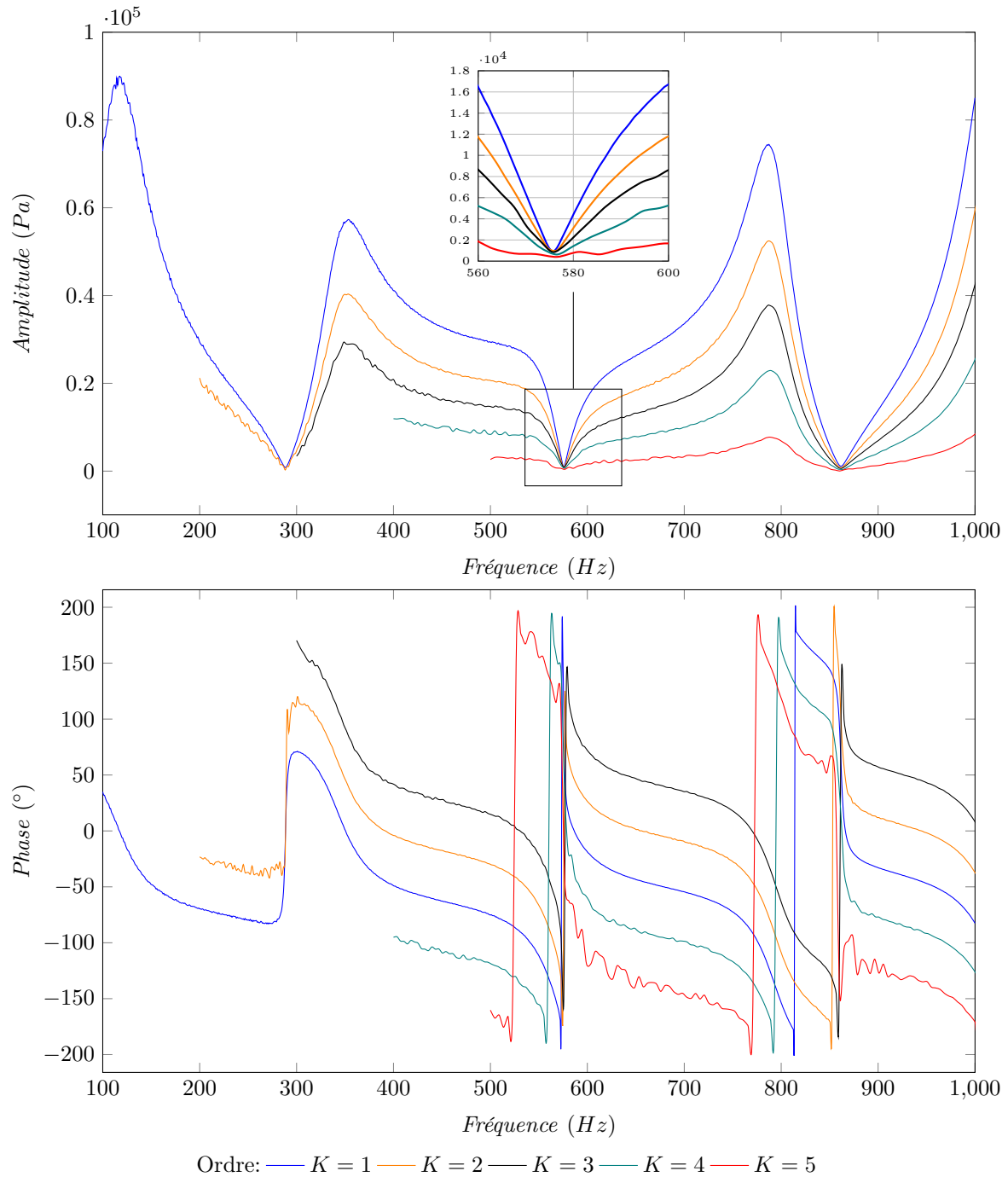


Figure 5.26 Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm avec l'analyse d'ordre avec filtrage de Vold-Kalman

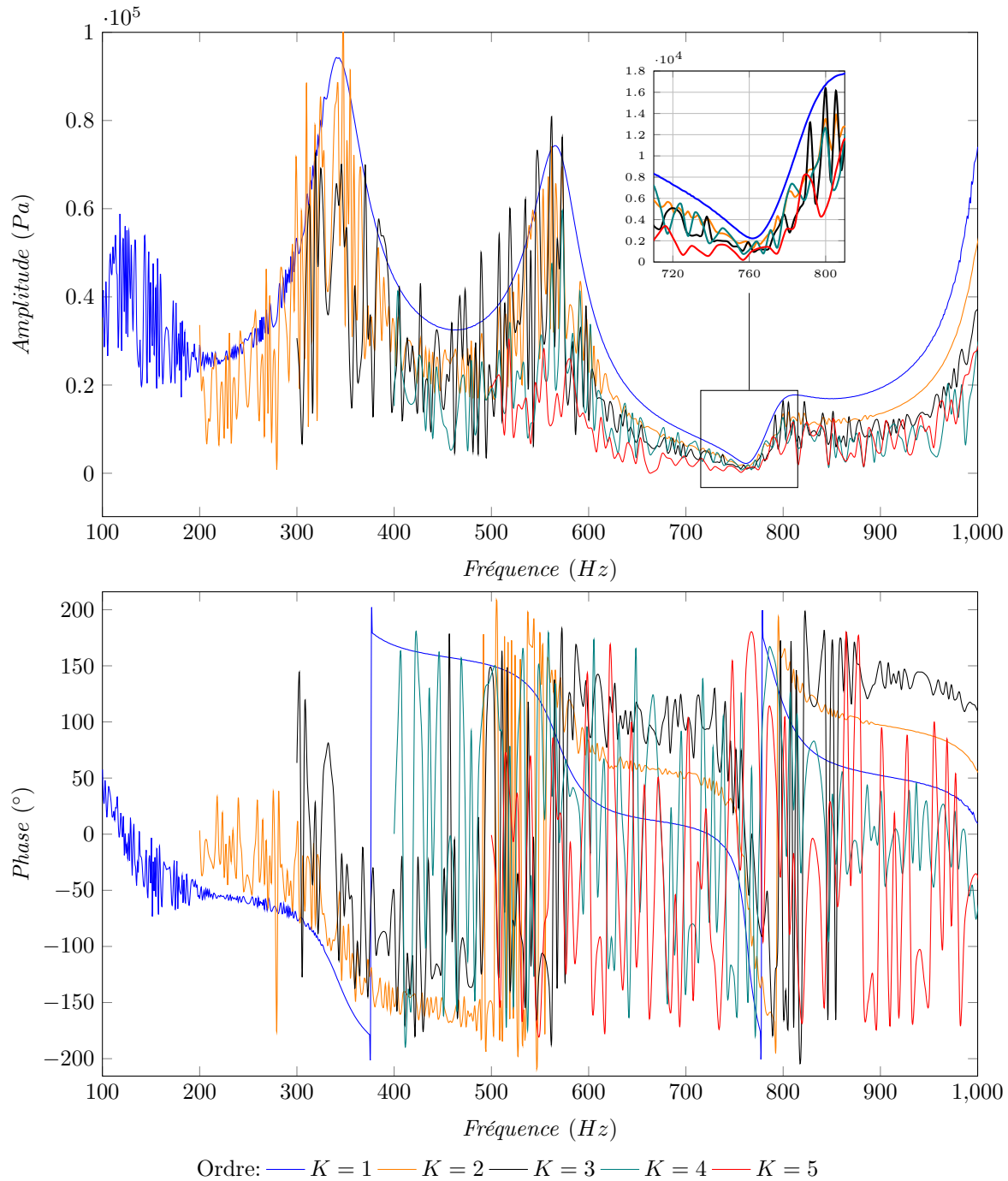


Figure 5.27 Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec la méthode d'estimation de la fonction de transfert

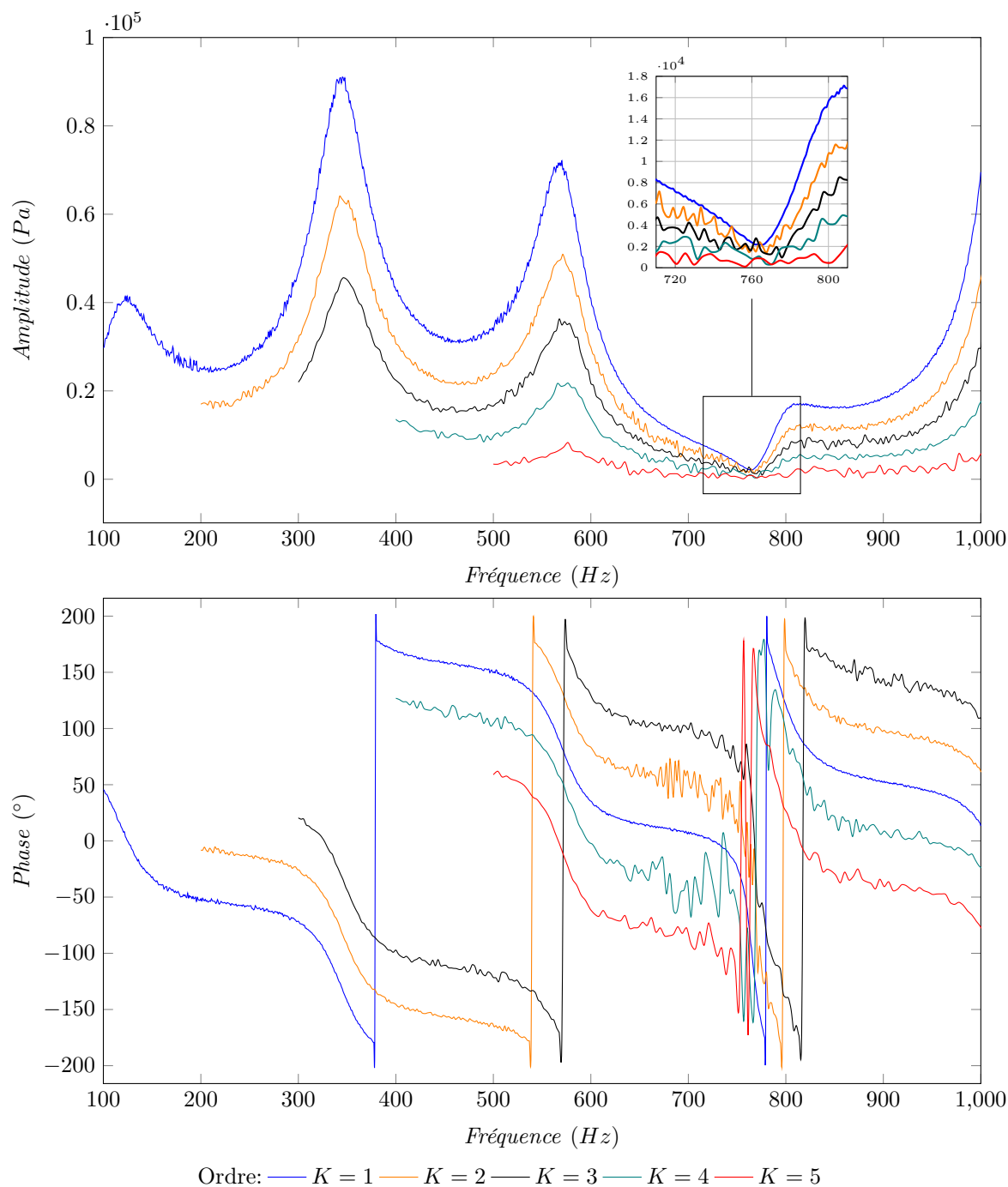


Figure 5.28 Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec la démodulation synchrone

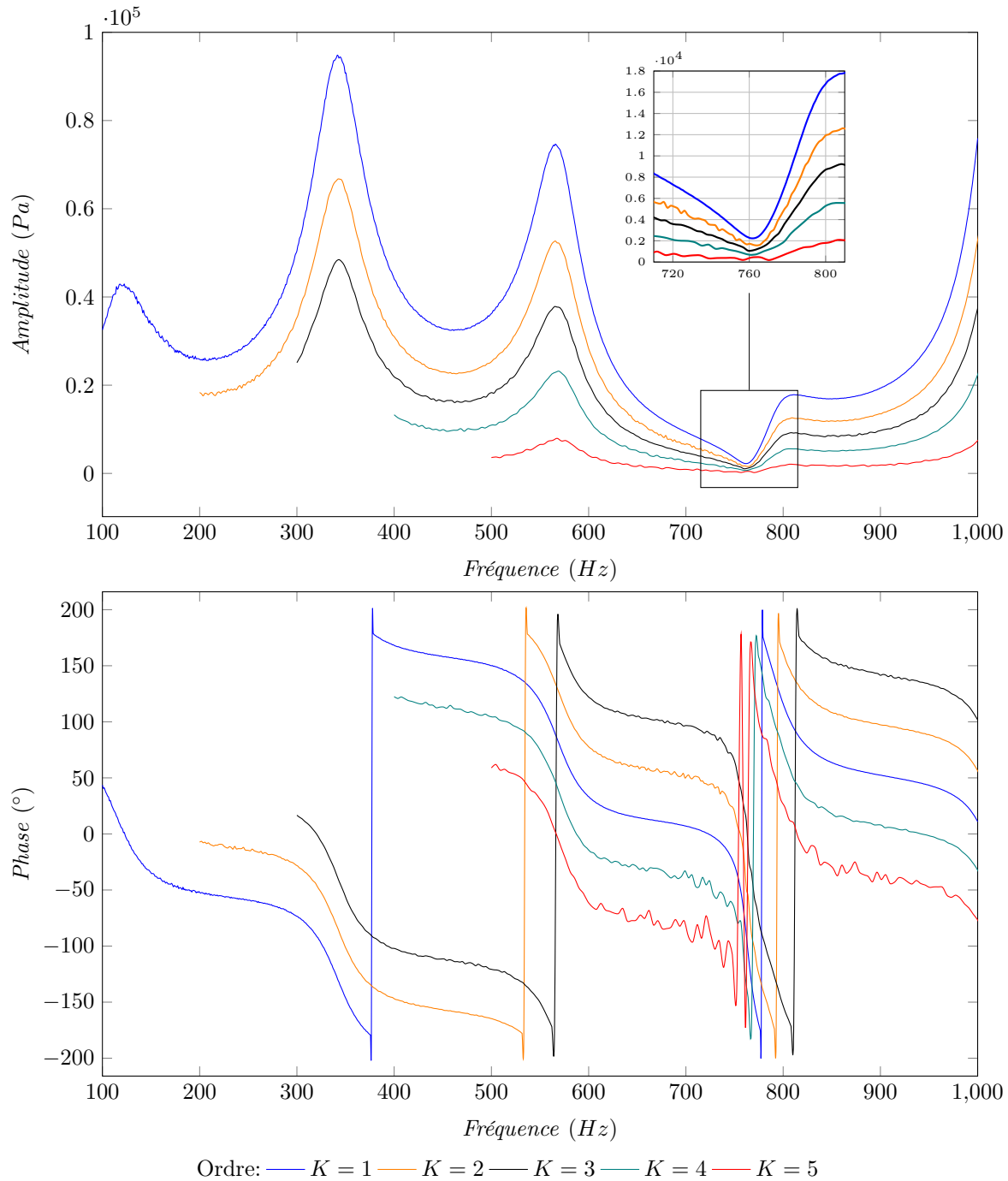


Figure 5.29 Estimation de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec l'analyse d'ordre avec le filtrage de Vold-Kalman

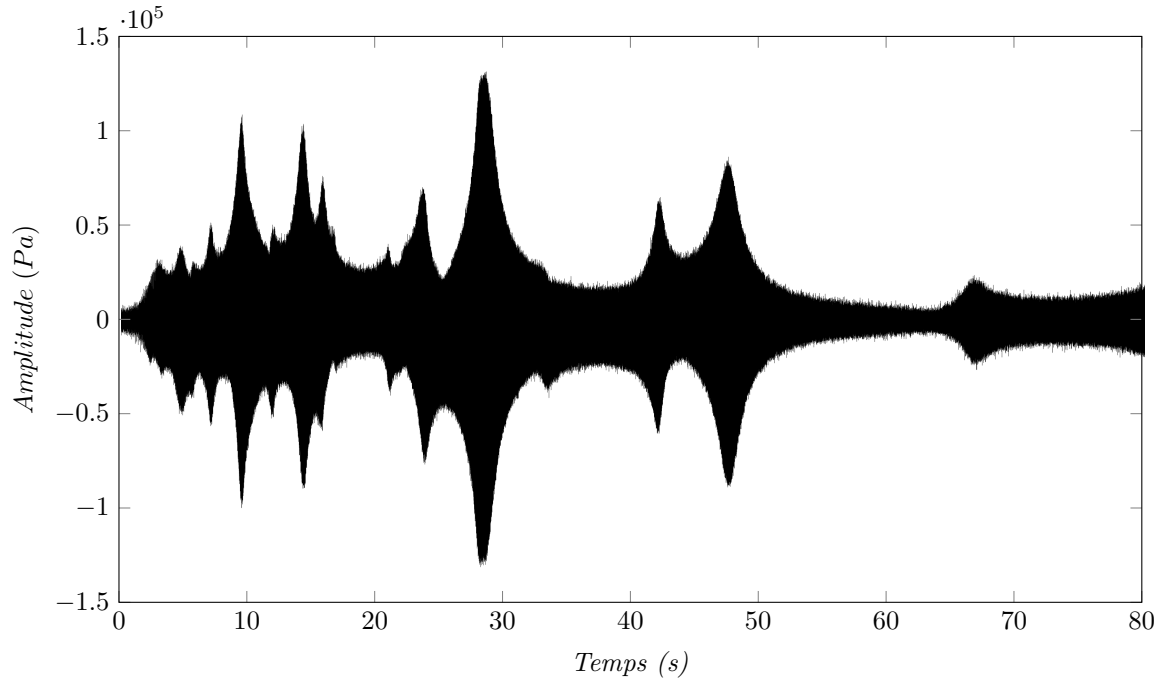


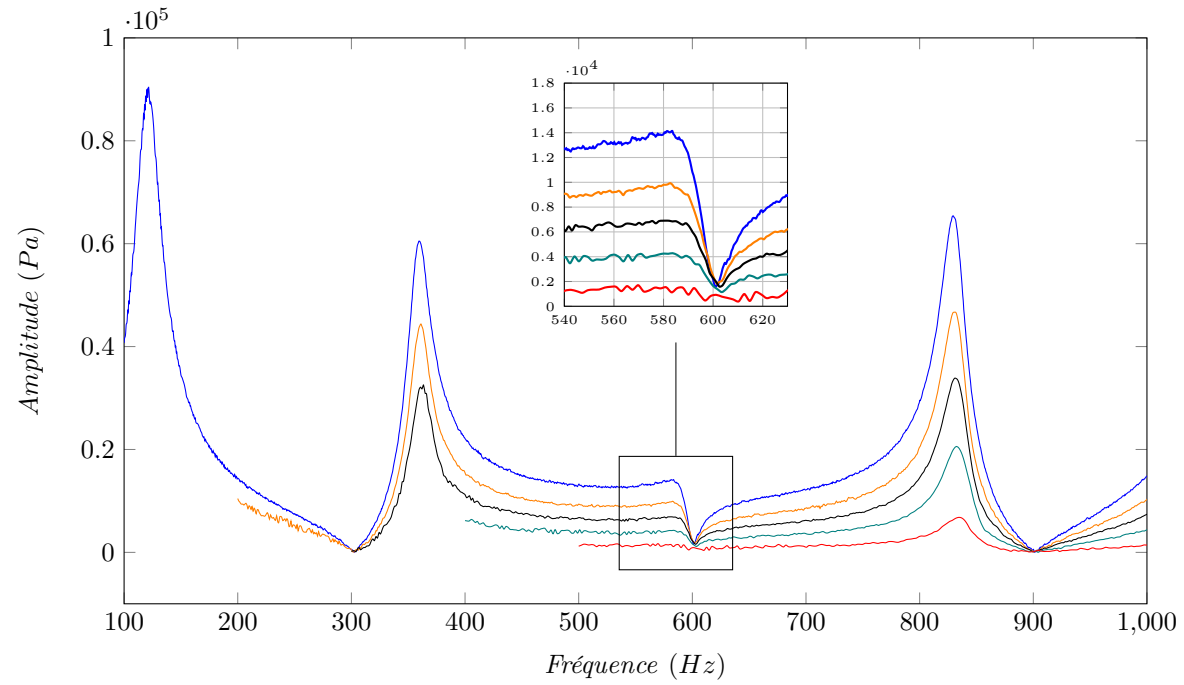
Figure 5.30 Signal temporel de pression simulé avec une source distordue avec bruit blanc gaussien.

synchrone est plus affectée par le bruit de mesure simulé que la méthode utilisant la théorie de Vold-Kalman. Ces fluctuations dans l'amplitude estimée peuvent venir compliquer l'estimation du taux de distorsion de la source.

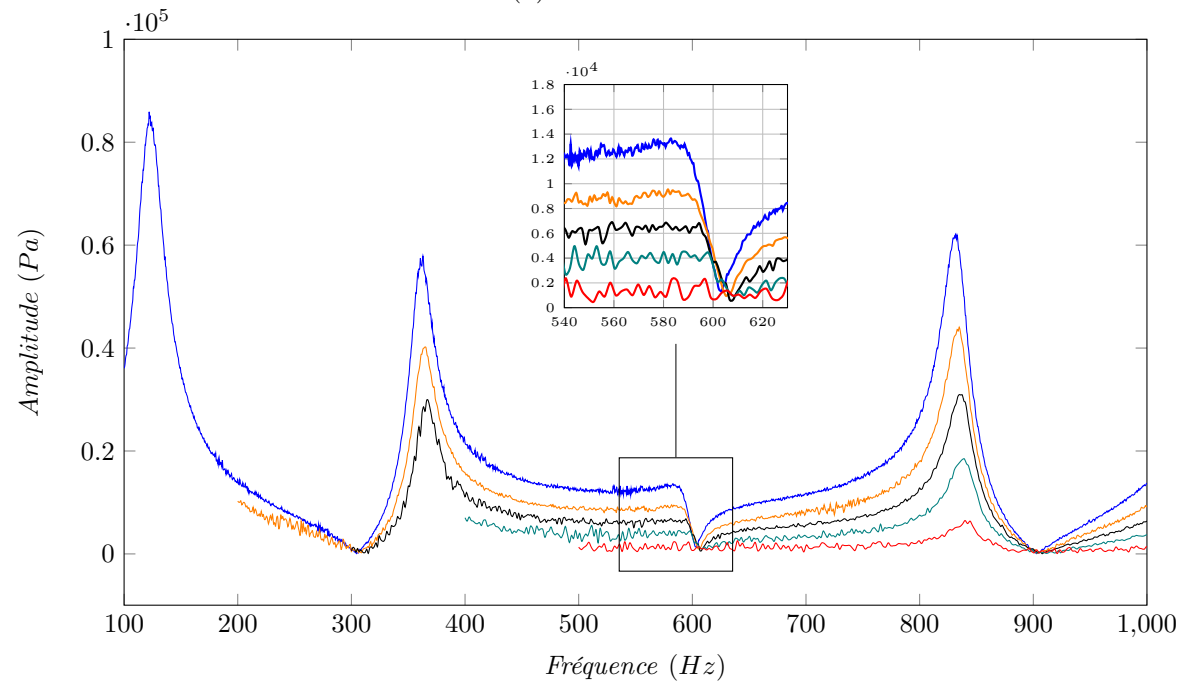
La méthode la plus appropriée pour le traitement des signaux de pressions qui seront relevés lors de l'étude expérimentale semble donc être l'analyse d'ordre à l'aide du filtrage de Vold-Kalman.

Malgré sa complexité de mise en oeuvre, cette méthode permet d'obtenir des estimations de fonction de transfert en amplitude et phase précises et avec un niveau de bruit numérique très limité. De plus, cette méthode de traitement permet de limiter l'impact d'un éventuel bruit de mesure sur la fonction de transfert mesurée.

La méthode par filtrage de Vold-Kalman peut alors être utilisée pour déterminer le taux de distorsion à l'ordre K relatif à la composante fondamentale $DH_K F$ et le déphasage de cet ordre par rapport à la composante fondamentale $\Delta\phi_K$. Pour ce faire, les réponses en fréquence des ordres $K = 2, 3, 4, 5$ sont divisés par celle de l'ordre $K = 1$. Le module de ce résultat permet alors de connaître le taux de distorsion harmonique et l'angle donne le déphasage entre l'ordre concerné et la composante fondamentale. Ces taux de distorsion sont alors indépendants de la réponse en fréquence au point de mesure. Ils correspondent à la distorsion de l'onde créée par la source et donc dans le cas de ces signaux théoriques



(a) Vold-Kalman



(b) Démodulation synchrone

Ordre: — $K = 1$ — $K = 2$ — $K = 3$ — $K = 4$ — $K = 5$

Figure 5.31 Estimation de l'amplitude de la réponse en fréquence au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec présence d'un bruit gaussien

égaux à la distorsion du signal d'entrée. Les résultats obtenus pour le cas des deux capteurs de pression sont présentés en figures 5.32 et 5.33.

Les taux de distorsion et déphasage sont supposés être parfaitement constants sur l'ensemble de la plage de fréquence. Leurs valeurs respectives sont supposées être celles compilées dans le tableau 5.1 définissant le signal créé (en pointillé sur les figures et). Quelques pics sont cependant visibles.

Sur la figure 5.32, correspondant aux résultats obtenus à l'aide de la réponse fréquentielle liée au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm de la source, les pics interviennent autour de 580 et 860 Hz. D'après la figure 5.17 ces fréquences correspondent à des chutes dans l'amplitude de la réponse fréquentielle. Cette chute entraîne une diminution du ratio signal / bruit et donc une augmentation des erreurs. Pour le deuxième capteur, cette réponse en fréquence ne présente pas de chute d'amplitude aussi prononcée. La seule chute visible est située aux alentours de 750 Hz. Les résultats compilés en figure 5.33 concordent avec cette observation. Le bruit se retrouve autour de cette fréquence uniquement et d'amplitude plus réduite.

Il est alors possible de reconstruire l'allure du signal d'entrée à partir des résultats des figures 5.32 et 5.33. Pour ce faire, la moyenne du pourcentage de contribution en amplitude est effectuée sur l'ensemble de la plage de fréquence et est réalisée pour tout les ordres. La moyenne du déphasage de chacun des ordres est aussi réalisée. Ces valeurs permettent la reconstitution d'un signal ayant la même allure que le signal d'entrée. Cette reconstitution est réalisable à l'aide d'une série de Fourier. L'amplitude du premier ordre est supposée égale à 100% et de phase nulle. Les amplitudes des ordres supérieurs alors égales aux taux de distorsion $DH_K F$ et leurs phases correspondent au déphasage $\Delta\phi_K$ calculé par rapport à l'ordre 1.

$$s_{reconstruit} = \sum_{K=1}^5 DH_K F \cos(2\pi K f t + \Delta\phi_K) \quad (5.16)$$

Les résultats de cette reconstruction basée sur les résultats obtenus via les réponses en fréquence des deux capteurs sont exposés en figure 5.34.

L'allure du signal est la même pour les deux capteurs et est celle du signal distordu créé en début de cette étude et visible en figure 5.22.

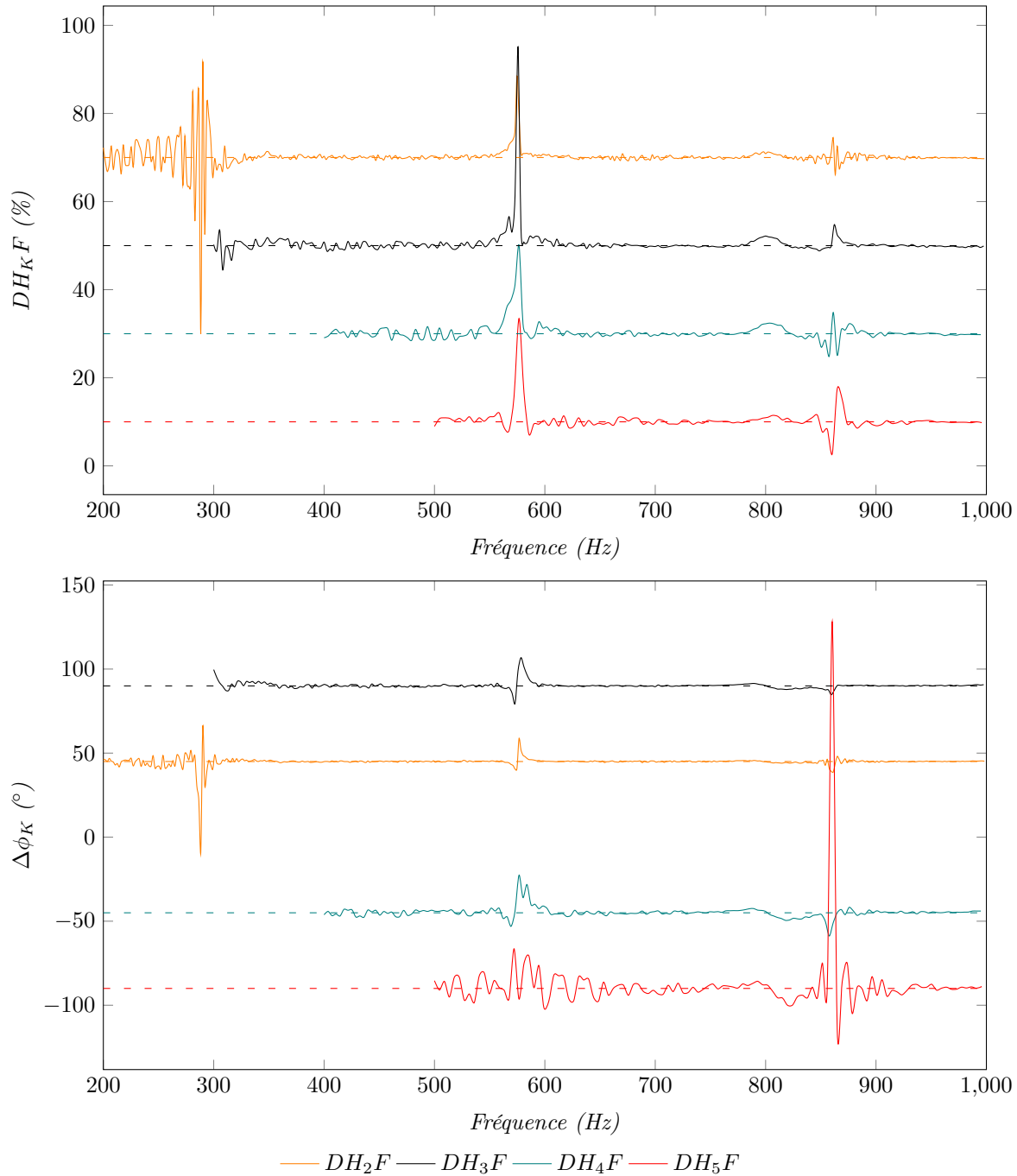


Figure 5.32 Taux de distorsion harmonique et déphasage par rapport à la composante fondamentale au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm

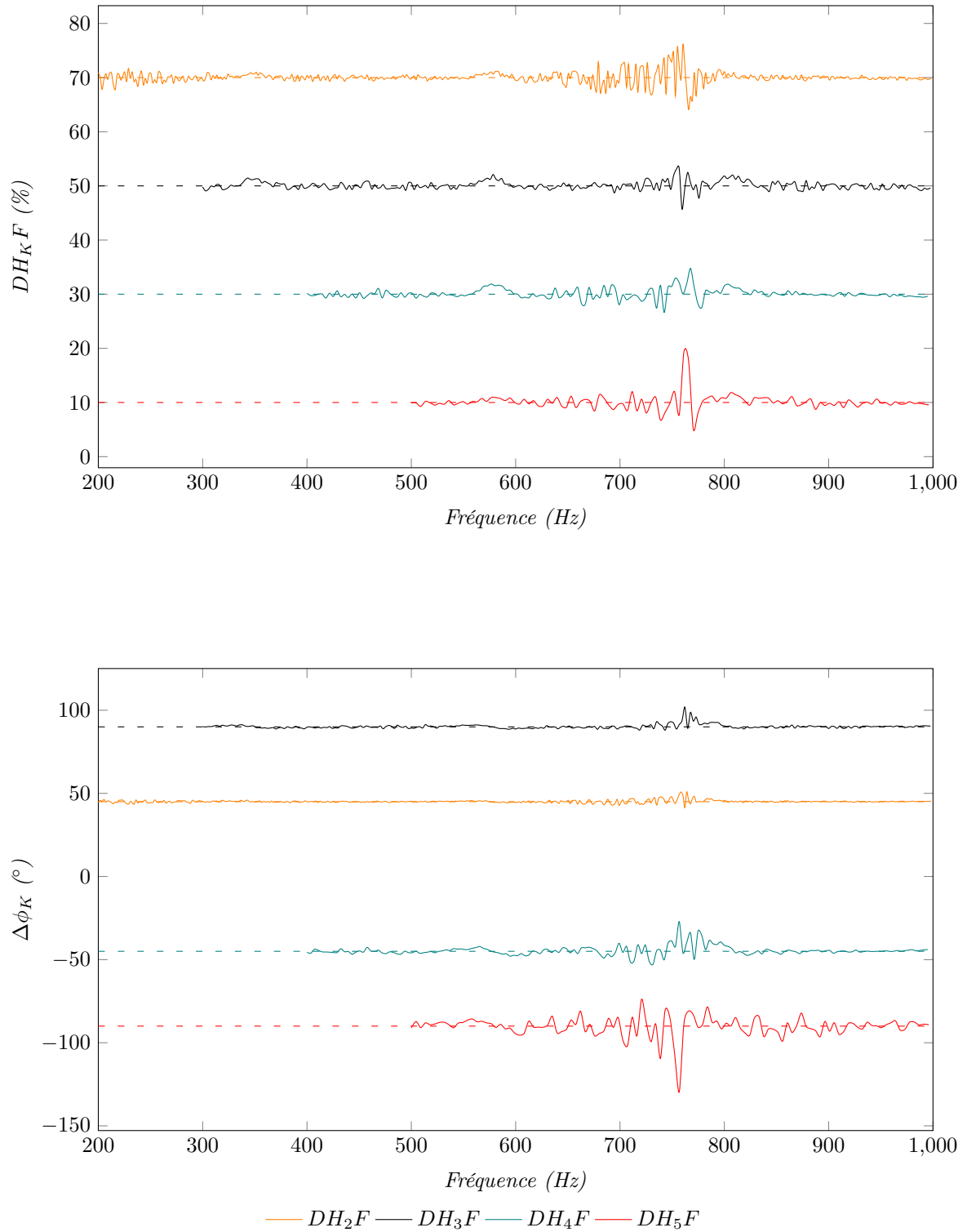
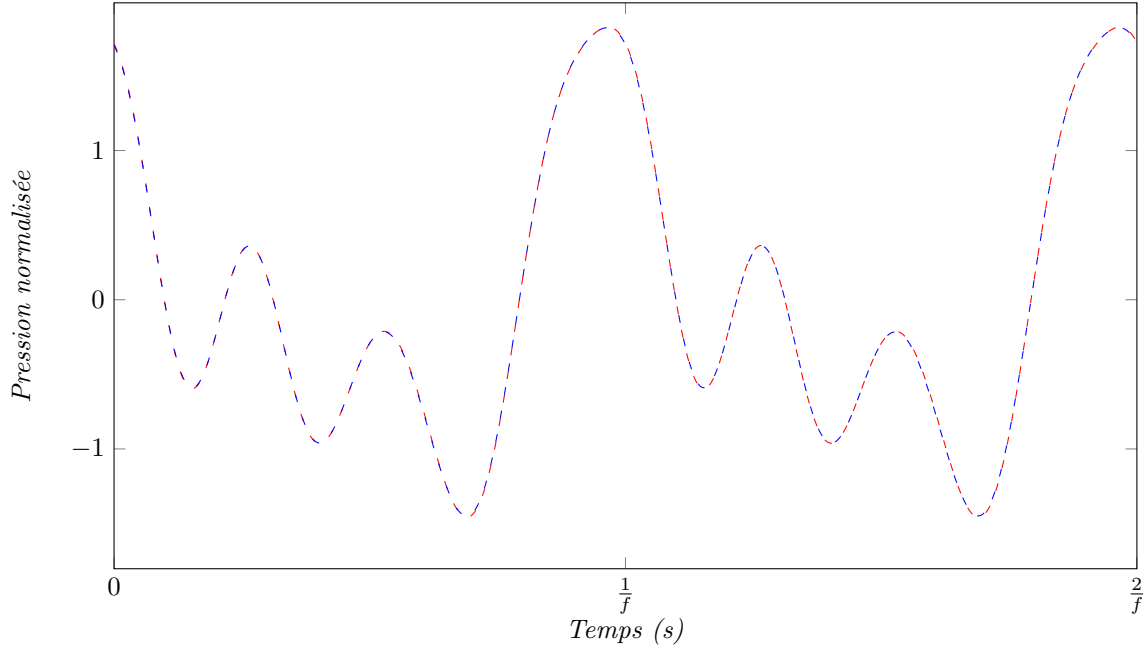


Figure 5.33 Taux de distortion harmonique et déphasage par rapport à la composante fondamentale au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm



Reconstruction basé sur les résultats du capteurs placé à - - $l_{23} = 150$ mm - - $l_{23} = 500$ mm

Figure 5.34 Allure des signaux d'entrée

Cette reconstruction permet de conclure l'étude de validation des méthodes de traitement des signaux temporels issus des deux capteurs de pression. L'analyse d'ordre à l'aide du filtrage de Vold-Kalman permet de déterminer précisément l'amplitude et la phase des 5 premiers ordres. Par la suite, il est possible de calculer le taux de distorsion de l'onde acoustique généré par la source indépendamment de la charges acoustique et de l'emplacment du capteur utilisé pour la mesure de pression. Ce taux de distorsion, couplé au déphasage de chaque ordre par rapport à la composante fondamentale permet ainsi de tracer l'allure du signal généré par la source. Cette méthode sera mise en oeuvre dans le traitement des données expérimentales présenté au chapitre 6.

5.7 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter le banc d'essai sous écoulement dans lequel sera effectuée la campagne de caractérisation de la nouvelle source. Les éléments de contrôle du banc et de la source ont aussi été détaillés afin d'établir un protocole de test permettant de balayer l'ensemble des plages de fonctionnement de la source. Par la suite, une attention particulière a été donnée aux méthodes de traitements des données afin d'établir une méthode efficace et précise permettant de caractériser l'onde générée par la source créée et ce, quel que soit la charge acoustique appliquée. Cette méthode, basée sur l'analyse

d'ordre à l'aide d'un filtrage de Vold-Kalman a été éprouvée et permet de caractériser et reconstruire un signal constitué de 5 ordres d'amplitudes et phases différentes.

CHAPITRE 6

RÉSULTATS DE L'ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET DISCUSSION

Le chapitre 5 a permis de mettre en place et de valider la méthodologie expérimentale afin de tester la nouvelle source conçue. L'objectif principal de ce travail de doctorat était la création d'une source électropneumatique tonale permettant la création de niveaux de bruit de 180 dB avec un écoulement moyen ayant un nombre de Mach pouvant atteindre 0.3. Ce chapitre a donc pour objectif de compiler l'ensemble des résultats obtenus lors de cette étude expérimentale afin de les comparer aux attentes du projet et donc de valider le bon fonctionnement de cette nouvelle source.

6.1 Plages de fonctionnement testées

Le chapitre précédent a permis de détailler le montage expérimental ainsi que le protocole établi pour balayer l'ensemble de la plage de fonctionnement de la source électropneumatique. Les spécifications sont les suivantes :

- Fréquence : 100 à 1 000 Hz,
- Ensemble disque et diaphragme n° 0, 1, 2 plus des ensembles dépareillés,
- Pression d'alimentation : 0.69×10^5 à 6.89×10^5 Pa [10 à 100 PsiG].

Cependant, la réalité du montage expérimental ne permet pas la validation du système sur la totalité de ces plages. Les diminutions de chacune des plages sont précisées dans les paragraphes suivants.

6.1.1 Fréquence

La fréquence de l'onde acoustique générée est un multiple de la fréquence de rotation du disque et est liée au nombre de motifs N du disque. Afin d'atteindre la fréquence 1 000 Hz, il est nécessaire d'atteindre la vitesse de rotation de 10 000 RPM. Cependant, lors des premiers essais sous écoulement, la vitesse de rotation maximale atteinte est de 8 000 RPM limitant la fréquence maximale d'étude à 800 Hz. Cet écart entre la fréquence maximale prévue et celle obtenue est possiblement dû aux couples résistants appliqués sur le disque, sous-estimés lors du choix de la motorisation.

La plage de fréquence pour l'étude expérimentale est donc [100 ; 800] Hz.

6.1.2 Ensembles testés

Comme vu au chapitre 4, trois ensembles de disques et diaphragmes, de dimensions différentes, ont été conçus. L'objectif de départ était de tester ces trois ensembles ainsi que des combinaisons de disque / diaphragme dépareillées afin de tester l'ensemble des surfaces fluctuantes exposées en figure 4.3. Les essais ont été effectués avec les ensembles n°0, n°2 ainsi que l'ensemble dépareillé composé du diaphragme n°2 et du disque n°0.

Suite à des défaillances électrotechniques, survenues à 8 000 RPM, les essais sur l'ensemble n° 1 ainsi que sur les autres ensembles dépareillés n'ont pas pu être réalisés lors de cette campagne d'essai et ne seront donc pas présentés dans ce chapitre.

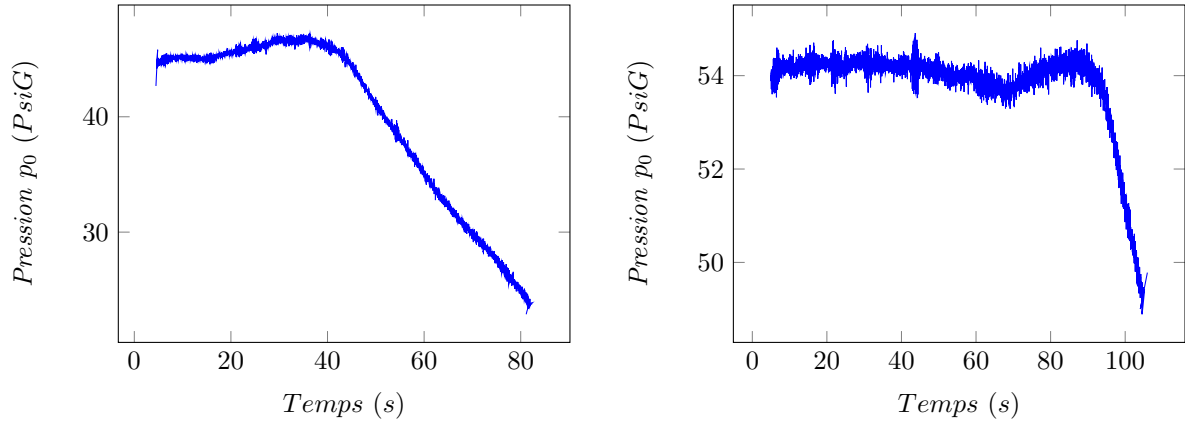
6.1.3 Pression d'alimentation

La durée d'un essai est d'environ 80 secondes, temps nécessaire pour réaliser un glissement de fréquence lent (100 Hz/s). Durant l'essai il faut maintenir une pression constante dans le plenum en amont de la source, le compresseur doit être capable de fournir un débit massique supérieur ou égal à celui passant au travers de la source. Comme le compresseur, seul ne permet pas d'obtenir un débit massique supérieur à 70 g/s (125 cfm en condition de *Free Air Delivery*) quatre réservoirs tampons ont été ajoutés en aval du compresseur. Lors d'un essai, l'air comprimé délivré par les réservoirs est compensé par l'air fourni par le compresseur afin d'augmenter la durée de l'essai. Cette configuration est fonctionnelle pour l'utilisation de l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 avec une pression d'alimentation allant jusqu'à 2.07×10^5 Pa [30 PsiG] ainsi que pour l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0 avec une pression d'alimentation allant jusqu'à 3.45×10^5 Pa [50 PsiG]. Dans ces cas, la pression dans le plenum est stable et reste contenue dans un intervalle de ± 1 PsiG.

L'application d'une pression d'alimentation de 3.10×10^5 Pa [45 PsiG] avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 entraîne la création d'un débit massique ne pouvant pas être compensé par le compresseur et qui vide donc les réservoirs tampons trop rapidement et entraîne une diminution de plus de 10 PsiG lors de 40 dernières secondes de l'essai (Figure.6.1 (a)). Dans le cas de l'utilisation de l'ensemble disque / diaphragme n°0 avec une pression d'alimentation de 3.72×10^5 Pa [54 PsiG], la pression chute à la fin de la durée du test passant de 54 à 49 PsiG en 20 secondes (Figure.6.1 (b)).

En résumé, la régulation de pression, effectuée manuellement avant le lancement de l'essai permet d'obtenir une pression d'alimentation stable durant toute la durée de l'essai lors de l'utilisation d'une configuration entraînant un débit massique pouvant être compensé

par le compresseur.



(a) Disque / Diaphragme n° 2

(b) Disque / Diaphragme n° 0

Figure 6.1 Évolution de la pression d'alimentation au cours d'un essai

6.2 Résultats expérimentaux

Cette section compile l'ensemble des résultats obtenus lors des essais expérimentaux afin de valider le fonctionnement de la source en accord avec les spécifications en terme d'écoulement moyen, de niveau de bruit et de distorsion harmonique.

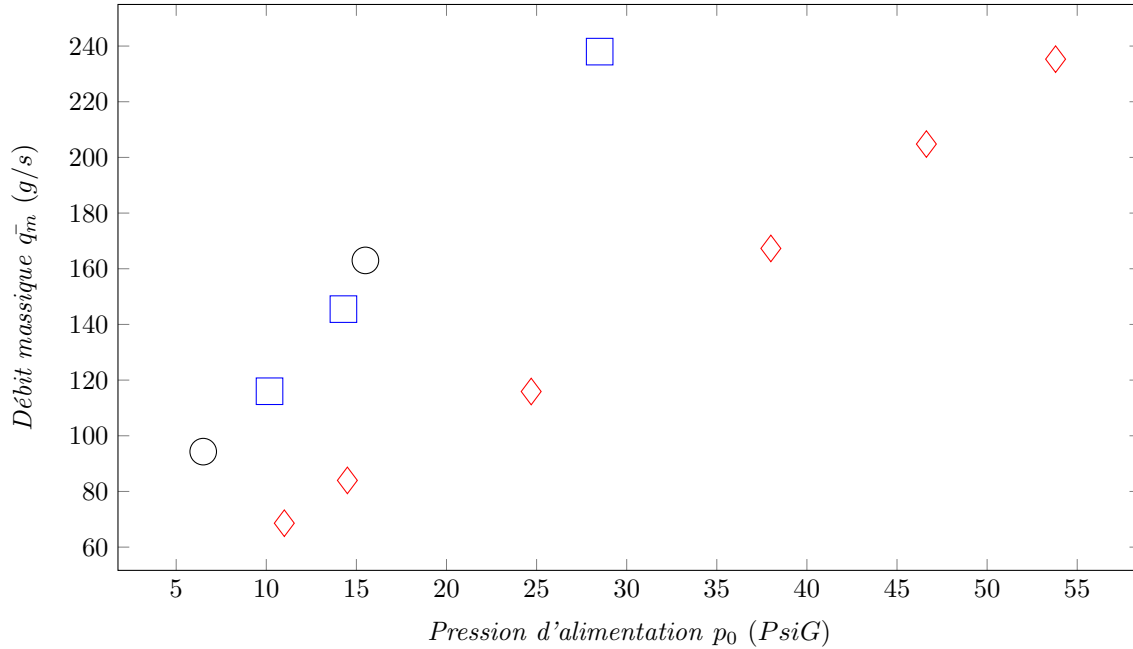
6.2.1 Écoulement moyen

6.2.1.1 Débit massique

Quelle que soit la configuration utilisée, le débit augmente linéairement avec la pression d'alimentation, comme prévu théoriquement. En effet, l'équation 3.9 combinée à l'équation 3.2, permet de prédire cette évolution linéaire. La pente est plus importante pour l'ensemble disque / diaphragme n°2 que pour l'ensemble disque / diaphragme n°0. Cette différence est due à l'écart entre les surfaces moyennes de ces deux ensembles (Figure.4.3). En effet, le diaphragme n°2 présente un orifice plus important que celui du diaphragme n°0 (Figure.4.1). L'utilisation du diaphragme n°2 entraîne donc un débit massique plus important, à pression équivalente.

Les résultats des mesures de débit massiques obtenues avec les configurations de la source testées et sous différentes pressions d'alimentation sont compilés en figure 6.2. Pour une pression allant de 5 à 55 PsiG il est possible d'obtenir un débit massique allant de 60 à 240 g/s selon les configurations.

L'ensemble dépareillé composé du disque n°0 et du diaphragme n°2 entraîne l'obtention d'un débit massique évoluant suivant la même tendance que pour l'ensemble disque / diaphragme n°2. Ce résultat concorde avec la fluctuation de surface de ceux deux ensembles visible sur la figure 4.3. En effet, l'utilisation de l'ensemble dépareillé diminue l'amplitude des fluctuations de surface mais n'affecte pas la surface moyenne qui est donc égale moitié de la surface du diaphragme n°2. Le débit massique, à pression équivalente, est le même pour ces deux configurations.



Disque n°0 - Diaphragme n°0: ◇ Disque n°2 - Diaphragme n°2: □ Disque n°0 - Diaphragme n°2: ○

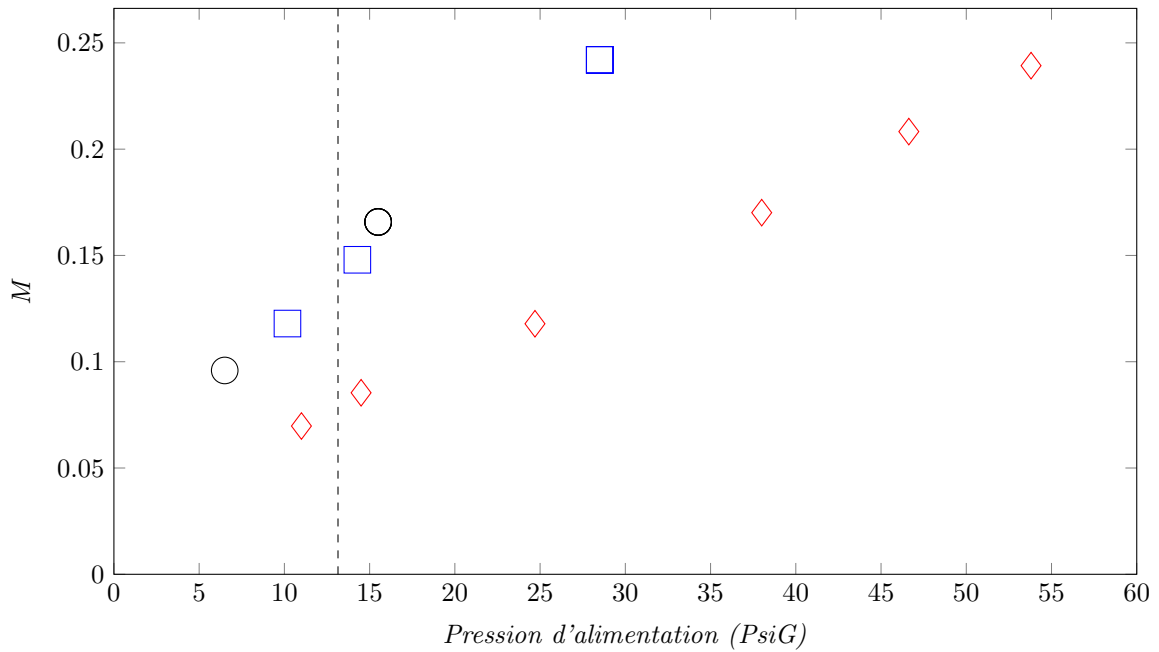
Figure 6.2 Mesures du débit massique sous différentes pressions et configurations

6.2.1.2 Nombre de Mach

Les mesures de débit massique permettent de déterminer le nombre de Mach dans le conduit placé en aval de la source. L'hypothèse permettant de passer du débit massique au nombre de Mach est de considérer la pression moyenne au sein du conduit comme étant fixe et égale à la pression atmosphérique. La figure 6.11 permet de visualiser les nombres de Mach atteints lors des essais effectués.

Le nombre de Mach augmente linéairement avec la pression d'alimentation pour les trois ensembles testés. Les nombres de Mach maximum obtenus sont d'environ $M = 0.24$ pour l'ensemble n° 2 à 2.07×10^5 Pa [30 PsiG] et l'ensemble n° 0 à 3.79×10^5 Pa [55 PsiG]. Cette observation, combinée à l'évolution linéaire du nombre de Mach en fonction de la

pression permet d'extrapoler qu'il est possible d'atteindre la valeur objectif de $M = 0.3$ en améliorant la capacité d'alimentation. L'utilisation de l'ensemble n°2 combiné à une pression d'alimentation de 2.76×10^5 Pa [40 PsiG] ou de l'ensemble n°0 avec $\bar{p}_0 = 4.48 \times 10^5$ Pa [65 PsiG] doit permettre d'atteindre cette vitesse d'écoulement. Pour ce faire, une augmentation du nombre de réservoirs tampons serait à prévoir dans l'objectif de générer un nombre de Mach $M = 0.3$. Une autre solution est de diminuer la durée de l'essai afin de réaliser le balayage en fréquence dans la fenêtre de temps durant laquelle la pression d'alimentation est constante.



Disque n°0 - Diaphragme n°0: ◇ Disque n°2 - Diaphragme n°2: □ Disque n°0 - Diaphragme n°2: ○

Figure 6.3 Nombre de Mach sous différentes pressions et configurations

6.2.2 Niveau acoustique

Cette section compile les niveaux acoustiques mesurés à l'aide des deux capteurs de pression placés dans le conduit ouvert en aval de la source (Figure.5.1③). Les tracés présentent l'amplitude de l'ordre 1 en fonction de la fréquence $|a_1(f)|$.

6.2.2.1 Impact du choix de l'ensemble disque / diaphragme

L'objectif de cette partie est de vérifier l'importance du choix de l'ensemble disque / diaphragme.

La figure 6.4 présente les différents niveaux de pression obtenus pour les ensembles n°0, n°2 et l'ensemble dépareillé disque n°0 et diaphragme n°2. Les niveaux sonores obtenus évoluent entre 145 et 185 dB selon les configurations. Comme attendu, les essais effectués

avec l'ensemble n°2 permettent d'obtenir un niveau de pression supérieur à ceux obtenus avec l'ensemble n°0 à pression d'alimentation équivalente.

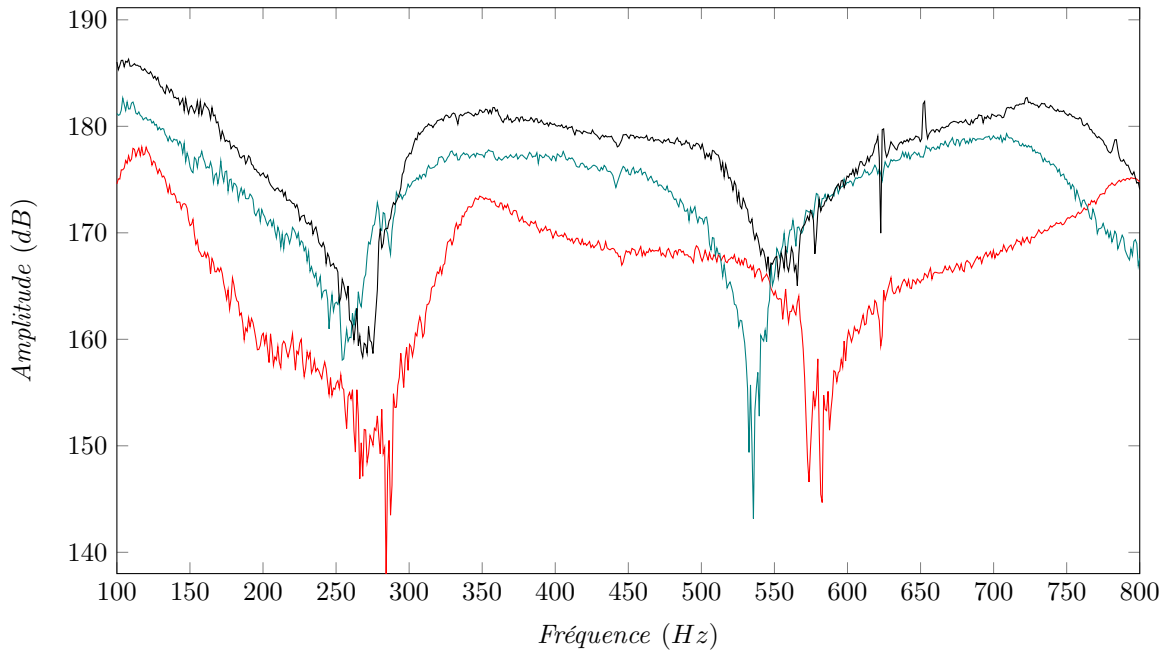
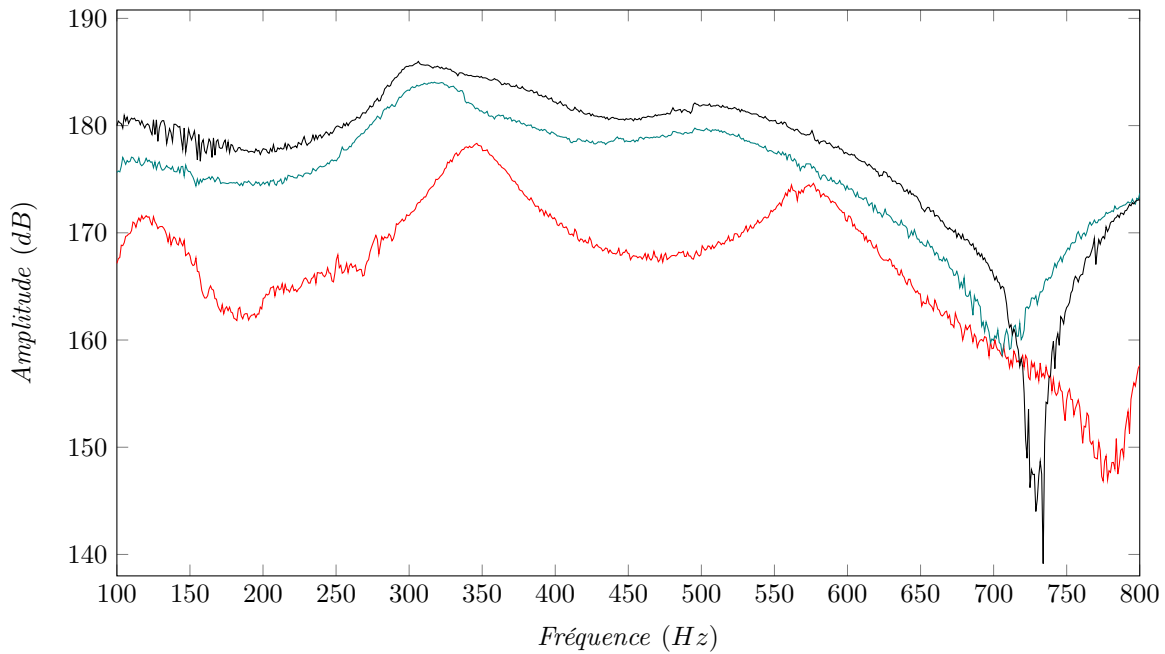
La réponse en fréquence obtenue au capteur placé à $l_{23} = 150$ mm comporte deux zéros à environ 280 et 550 Hz, conséquences directes de la réponse de la charge acoustique, ici le conduit ouvert. Aux alentours de ces fréquences les niveaux mesurés, pour les trois configurations, s'effondrent. Pour la configuration disque n°0 et diaphragme n°0 les niveaux chutent jusqu'à 145 dB. Cette chute de niveau est moins abrupte pour l'ensemble n°2 qui atteint un niveau minimal de 160 dB. Les variations des niveaux de pression obtenus avec l'utilisation de l'ensemble n°2 sont contenues dans un intervalle de 25 dB (de 160 à 187 dB) tandis celles obtenues avec l'ensemble n°0 s'étendent sur plus de 30 dB. Il apparaît donc que l'utilisation du couple disque n°2 / diaphragme n°2 entraîne l'obtention d'une réponse en fréquence plus stable.

Cette observation se confirme sur les résultats obtenus au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm. En effet sur la figure 6.4 apparaît, aux alentours de 325 Hz, une résonance qui entraîne, pour l'ensemble n°0 une augmentation de 10 dB et seulement 5 dB pour l'ensemble °2. Lors de l'utilisation du couple disque n°2 / diaphragme n°2 le niveau généré est supérieur à 177 dB sur toute la plage de fréquence [100 ; 600] Hz.

6.2.2.2 Impact de la pression d'alimentation

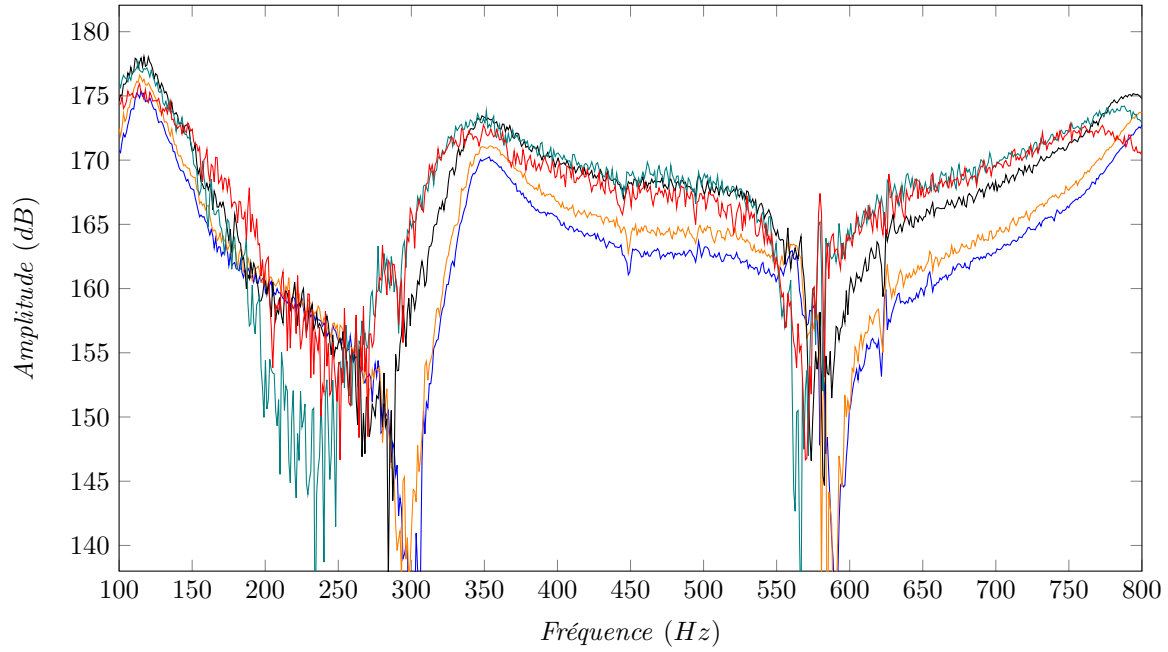
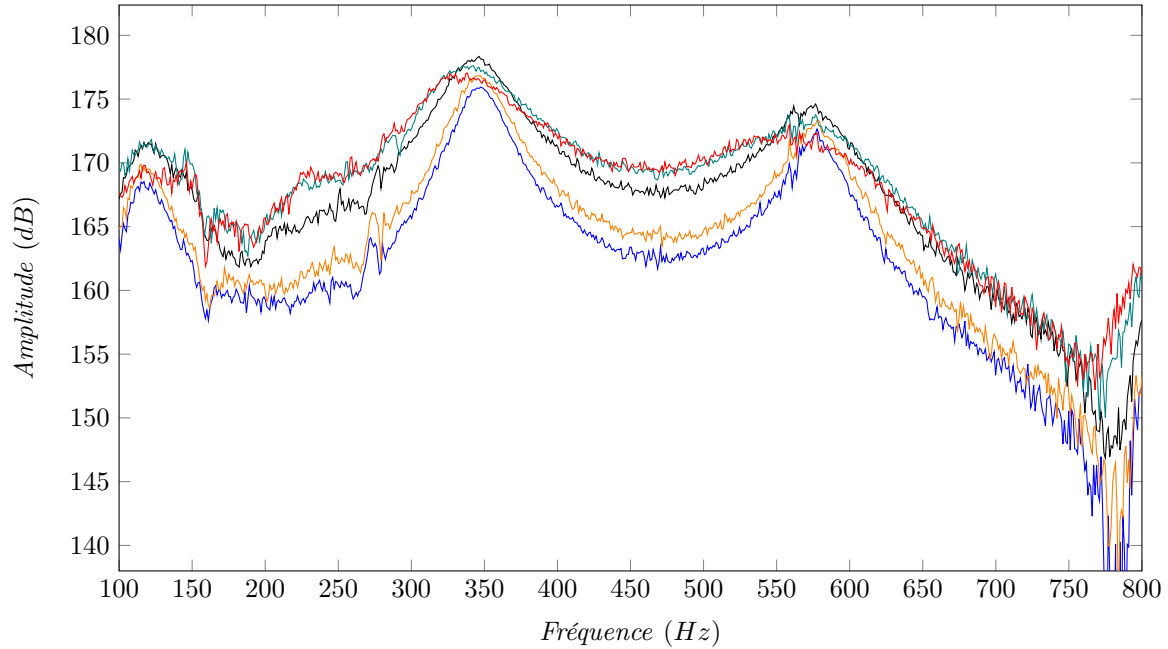
Cette section a pour objectif de venir comparer les niveaux obtenus, aux deux capteurs de pression, pour différentes pressions d'alimentation. La figure 6.5 présente les niveaux de bruit relevés lors des essais effectués avec l'ensemble n°0. Comme vu au chapitre 3 l'augmentation de la pression d'alimentation entraîne l'augmentation globale du niveau de pression sur toute la plage de fréquence 4.7. Cette augmentation n'est pas une simple translation de la réponse et n'est pas linéaire en raison de l'utilisation de l'échelle logarithmique. En effet, pour le capteur placé à $l_{23} = 500$ mm aux alentours de la résonance à 325 Hz les différents résultats se regroupent dans un intervalle de moins de 5 dB tandis qu'aux alentours de 450 Hz ces résultats s'étendent sur 10 dB.

Le comportement permet d'affirmer que la stratégie la plus appropriée pour la génération d'une onde acoustique tonale fort niveau est de choisir un ensemble permettant de grandes fluctuations de surface et non pas l'augmentation de pression d'alimentation avec un ensemble présentant des fluctuations de surfaces plus réduites.

(a) Capteur placé à $l_{23} = 150mm$ (b) Capteur placé à $l_{23} = 500mm$

— Disque n°0 - Diaphragme n°0 — Disque n°0 - Diaphragme n°2 — Disque n°2 - Diaphragme n°2

Figure 6.4 Niveaux acoustiques mesurés expérimentalement suivant l'ensemble utilisé avec : $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

(a) Capteur placé à $l_{23} = 150mm$ (b) Capteur placé à $l_{23} = 500mm$

p_0 : — 0.76×10^5 Pa — 0.97×10^5 Pa — 1.65×10^5 Pa — 2.62×10^5 Pa — 3.17×10^5 Pa

Figure 6.5 Niveaux acoustiques mesurés expérimentalement suivant la pression d'alimentation avec le disque n°0 et diaphragme n°0

6.2.3 Analyse de la configuration extrême :

Disque n°2 / diaphragme n°2 avec $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa

Les résultats obtenus sur l'ordre K débutent à $K \times 100$ Hz. En effet, lorsque la vitesse de rotation du disque est de 1 000 RPM la fréquence associée à l'ordre 1 est de 100 Hz et celle de l'ordre K de $K \times 100$ Hz. La plage d'étude de $[100; 800]$ Hz étant lié à la fréquence de l'ordre 1, l'ordre K sera étudié sur la plage $[K \times 100 \text{ Hz}; 800]$ Hz.

Les figures 6.4 et 6.5 ont permis de déterminer que la configuration : disque n°2 / diaphragme n°2 avec $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa permet d'obtenir au niveau du capteur placé à $l_{23} = 500$ mm, les niveaux acoustiques les plus élevés (jusqu'à 187 dB).

La figure 6.6 présente les niveaux de pression obtenus pour cette configuration, au niveau de ce capteur, sur les 5 premiers ordres.

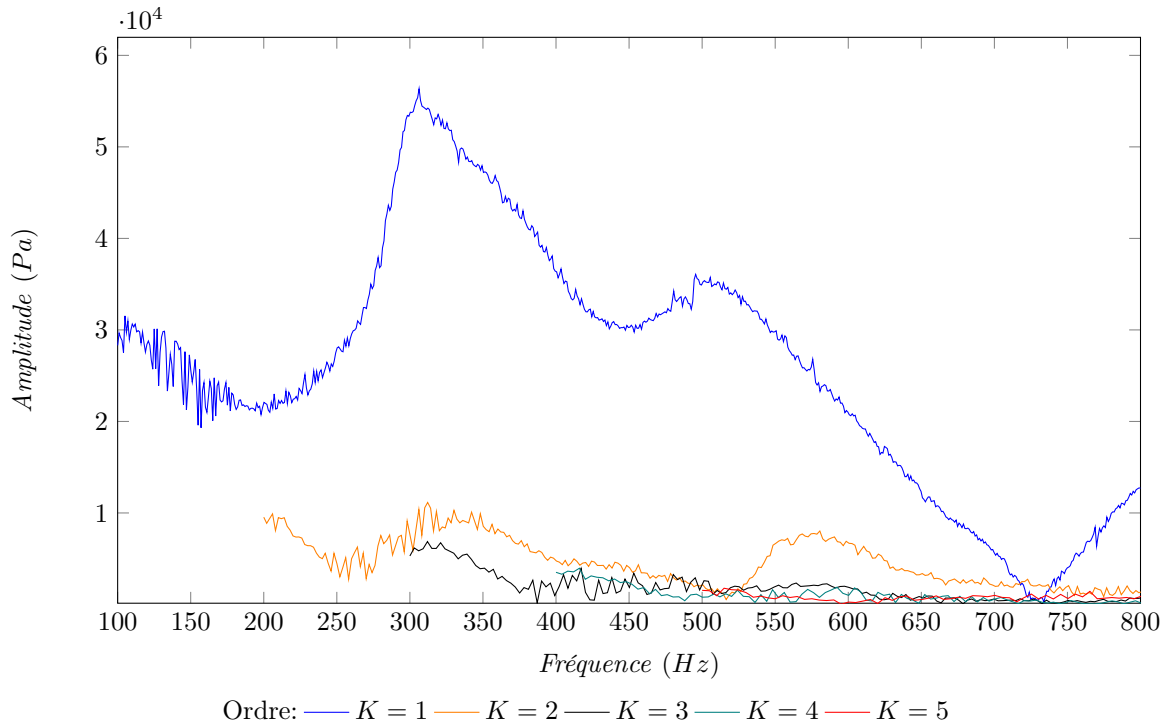


Figure 6.6 Niveaux de pression au capteur placé à $l_{23} = 500$ mm avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

Sur la plage de 100 à 600 Hz le niveau de l'ordre 1 est supérieur à 20 kPa. Cela correspond aux 177 dB observés sur la figure 6.4. De plus, l'amplitude de cet ordre 1 peut atteindre 55 kPa (186 dB) à 300 Hz. La fluctuation de l'ordre 1 représente donc 20 % de la pression d'alimentation (2.07×10^5 Pa), au niveau de la résonance.

L'amplitude de l'ordre 2 ne dépasse pas la valeur de 10 kPa. Cette valeur est atteinte au niveau de la résonance située aux alentours de 300 Hz. Ce pic sur l'ordre 2 est situé à la même fréquence que celui présent sur l'ordre 1 car il est dû à la réponse fréquentielle du conduit.

La figure 6.7 présente le taux de distorsion de l'ordre 2 pour cette configuration extrême. Pour une fréquence de 300 Hz le taux calculé est d'environ 18 %, ce qui correspond aux rapports des amplitudes des ordres 1 et 2 observés en figure 6.6. Le taux de distorsion calculé pour l'ordre 2 n'est pas constant sur l'ensemble de la plage de fréquence étudié. Cette observation permet d'établir l'hypothèse d'une distorsion harmonique générée, non pas par la source, mais par des phénomènes non-linéaires. En effet, les figures 6.4 et 6.6 démontrent que les niveaux atteints lors de l'utilisation de cette configuration (plus de 20 kPa sur la plage [100 : 600] Hz) dépassent amplement le niveau de 160 dB considéré comme la limite d'apparition de phénomènes de propagation non-linéaire en conduit (Section.2.4).

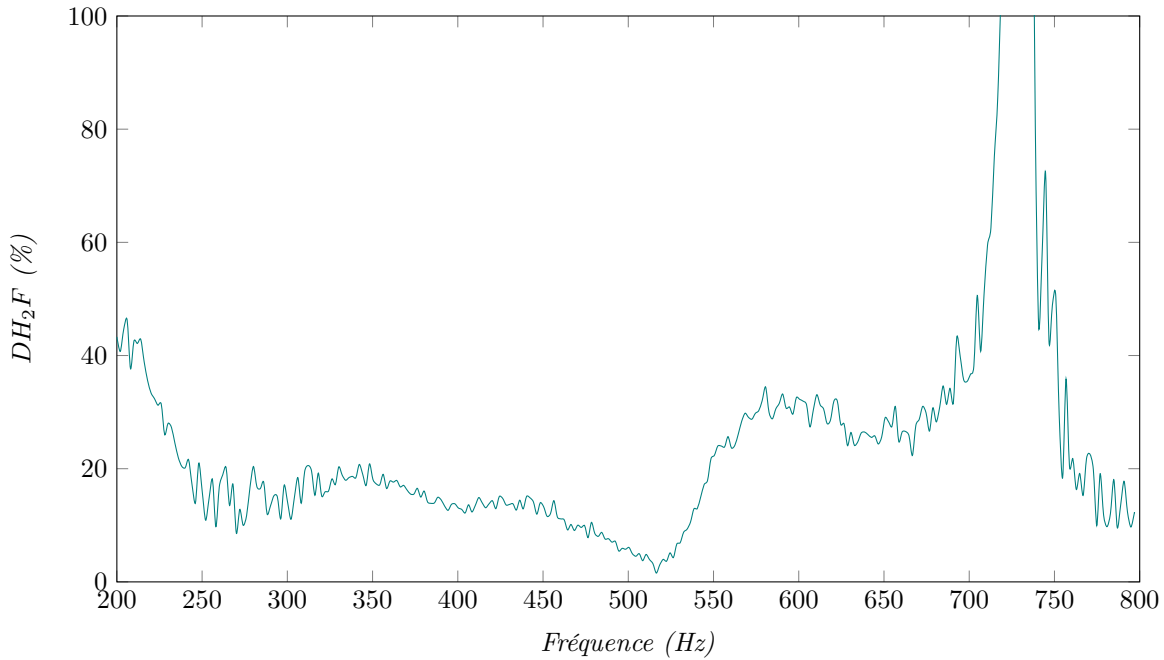


Figure 6.7 Taux de distorsion harmonique calculé à $l_{23} = 500$ mm avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

La forte augmentation de DH_2F observée à 725 Hz (Figure.6.7) est au zéro dans de la fonction de transfert de la charge acoustique entraînant la chute de l'amplitude de l'ordre 1 pour cette fréquence (Figure.6.6). L'amplitude de l'ordre 1 se retrouve alors de l'ordre de grandeur du bruit de mesure (≈ 5 kPa) et l'indice de distorsion DH_2F augmente brutalement. Cette augmentation est donc attribuable à la réponse de la charge acoustique et non pas à une distorsion générée par la source.

6.2.4 Distorsion harmonique

L'objectif est ici de présenter le résultat des études portant sur la distorsion de l'onde générée pour l'ensemble des configurations testées. Comme le montre les figures 5.32 et 5.33, le taux de distorsion calculé à l'aide des mesures effectuées au capteur de pression 2 situé à $l_{23} = 500$ mm est moins impacté par les bruits de mesure. Cette section présentera donc uniquement les résultats obtenus pour ce capteur.

De plus, les niveaux des deux premiers ordres sortent clairement du bruit de mesure tandis que les ordres supérieurs semblent être noyés dans ce bruit de mesure. De surcroît, les capteurs utilisés pour relever les fluctuations de pression dans le conduit sont des capteurs de pression stationnaires. Ces capteurs, capables de mesurer de très fortes amplitudes de fluctuations de pression (jusqu'à 3.44×10^5 Pa [50 PsiG]) ont une sensibilité de $\pm 15\%$ 14.5 mV/kPa. La station d'acquisition SpeedGoat ayant une résolution de 16 bits et une plage de ± 10 V, il est impossible de détecter précisément des fluctuations inférieures à 42 Pa.

Dans cette section, seul l'ordre 2 sera étudié pour conclure sur la distorsion harmonique et ce, pour l'ensemble configurations testées.

6.2.4.1 Impact du choix d'ensemble disque / diaphragme

Afin de visualiser l'effet du choix de l'ensemble disque / diaphragme sur la distorsion de l'onde générée, la figure 6.8 présente les résultats de la distorsion de l'onde acoustique pour les trois ensembles testés et pour une même pression d'alimentation, $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG].

La figure 6.8 démontre que les taux de distorsion mesurés pour l'ordre $n=2$ sont du même ordre de grandeur pour les trois ensembles testés. Le choix de l'ensemble ne semble donc pas avoir d'influence sur la distorsion de l'onde.

Il est cependant important de noter qu'aucun ensemble dépareillé, faisant apparaître un profil de surface fluctuante non sinusoïdal (Figure.4.3), n'a pu être testé lors de cette étude expérimentale.

L'évolution du taux de distorsion n'est pas la même que celle observée en figure 4.9. Cette différence s'explique par l'utilisation d'une terminaison anéchoïque pour la validation préliminaire de la source. Le conduit est alors considéré comme un conduit infini où l'onde est purement propagative. Lors des essais expérimentaux, la terminaison du conduit n'est pas anéchoïque mais ouverte. Elle entraîne donc l'apparition d'un coefficient de réflexion non nul (Section.2.3.2). L'onde de pression mesurée par le capteur est alors constituée

d'une part propagative et réfléchi. Ces deux types d'ondes ont donc parcouru des distances différentes mais également subi des niveaux de distorsions différents.

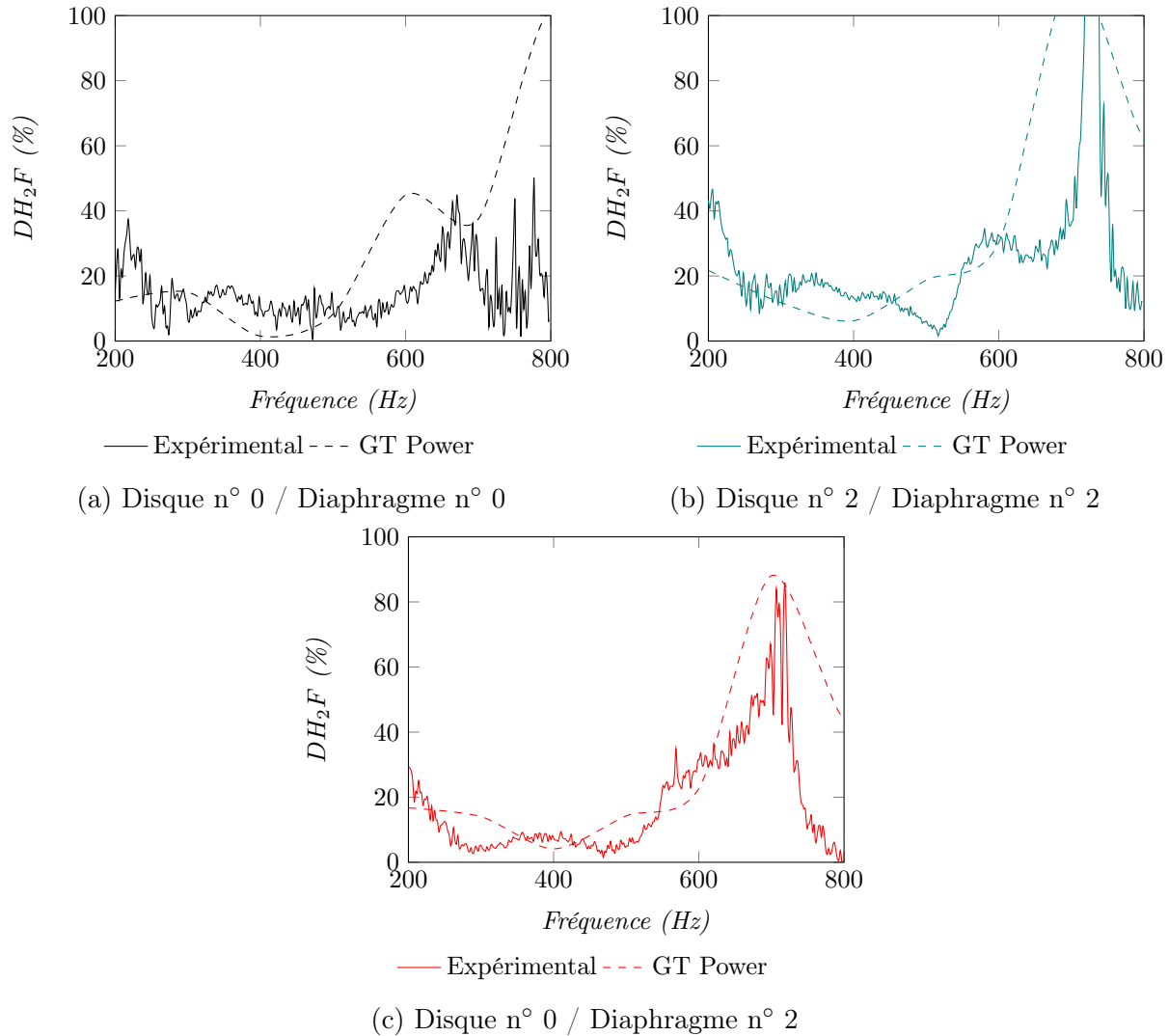


Figure 6.8 Taux de distorsion harmonique pour les différents ensembles avec $\bar{p}_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG].

Les résultats obtenus à l'aide du modèle numérique GT Power (Figure.6.8), confirment la tendance de l'évolution du taux de distorsion, à l'ordre 2, en fonction de la fréquence. Cette observation permet de valider l'hypothèse d'une distorsion engendrée par des phénomènes non-linéaire et non pas par la source elle-même.

6.2.4.2 Impact de la pression d'alimentation

Cette section a pour but de venir comparer le taux de distorsion harmonique pour différentes pressions d'alimentation. La figure 6.9 compile les résultats de l'étude de distorsion

harmonique faite sur l'ensemble disque / diaphragme n° 0 pour différentes pressions d'alimentation. Le taux de distorsion reste sensiblement le même quelque soit la pression d'alimentation.

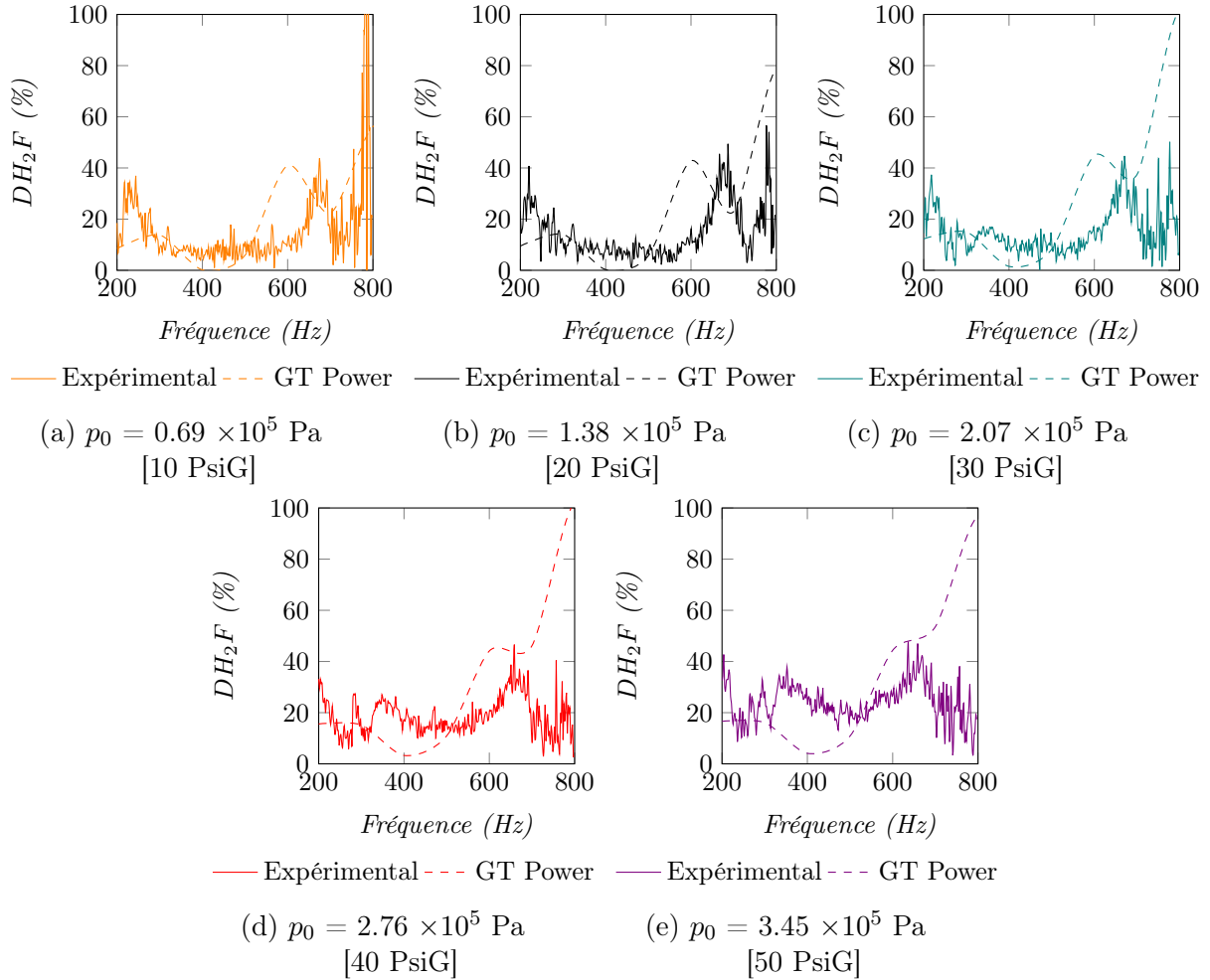


Figure 6.9 Taux de distorsion harmonique pour différentes pressions d'alimentation avec l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0

6.2.4.3 Reconstruction de l'onde

Cette section présente l'allure de l'onde de pression acoustique, reconstruite dans le cas extrême (disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ [30 PsiG]). L'allure de l'onde reconstruite grâce aux résultats de distorsion (Figure.6.8), évolue avec la fréquence. La figure 6.10 présente différents profils reconstruits pour différentes fréquences ainsi que les profils simulés sur GT Power.

La figure 6.10 montre que l'onde reconstruite et l'onde simulée sous GT Power sont sensiblement les mêmes pour les fréquences de 400 et 500 Hz. Cette observation permet de

valider la méthode de reconstruction analytique du profil et ce, même pour le cas expérimental pour lequel les niveaux atteints sont maximum.

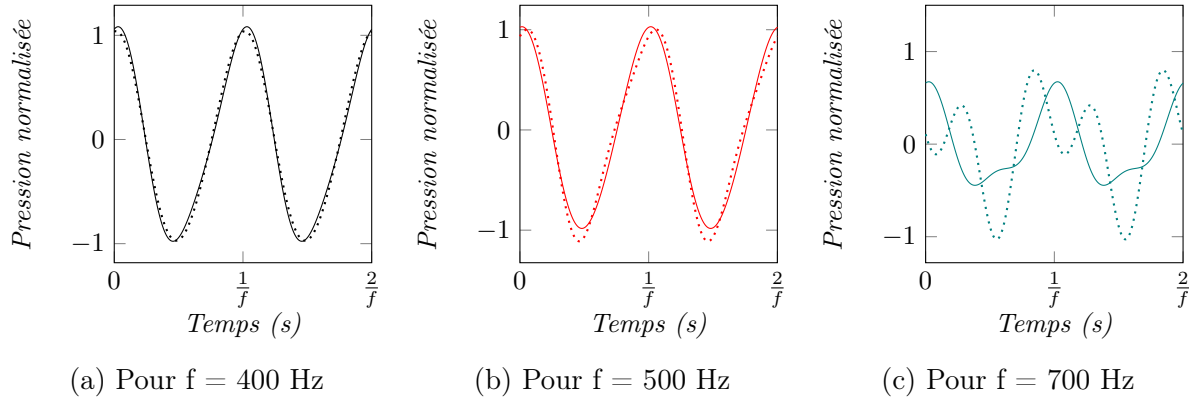


Figure 6.10 Allure des signaux de pression générés en fonction de la pression d'alimentation avec l'ensemble disque $n^{\circ}2$ / diaphragme $n^{\circ}2$ et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

Cependant, lors de la reconstruction effectuée pour la fréquence de 700 Hz les profils diffèrent entre l'onde reconstruite et l'onde simulée sous GT Power. En effet, la réponse en fréquence (Figure.6.6) présente une forte baisse de l'amplitude à l'ordre 1 aux alentours de 700 Hz qui entraîne une forte augmentation de l'indice de distorsion (Figure.6.7). Il est donc important de noter que la méthode de reconstruction est fiable pour toutes les fréquences, à l'exception des zéros d'amplitudes.

6.3 Comparaison aux modèles

Cette section compare les résultats obtenus expérimentalement à ceux prédits à l'aide des modèles analytiques et numériques.

6.3.1 Nombre de Mach

Les mesures expérimentales du nombre de Mach compilées dans la figure 6.11 sont comparées à celles prédites à l'aide des modèles analytiques soniques ou subsoniques en fonction de la pression d'alimentation.

Les mesures effectuées avec l'ensemble disque $n^{\circ}2$ / diaphragme $n^{\circ}2$ correspondent aux prédictions lors de l'utilisation d'un coefficient de contraction $C_c = 1$. Le nombre de Mach évolue linéairement suivant la pression d'alimentation p_0 appliquée. Cependant, les résultats obtenus avec l'ensemble disque $n^{\circ}0$ / diaphragme $n^{\circ}0$ ne concordent pas avec les

prédictions, et ce, quelque soit le coefficient de contraction estimé. Cet écart peut être traduit par une surface de source moyenne plus importante que celle prévue théoriquement.

L'hypothèse avancée pour expliquer cet écart est la présence de fuites d'air. Ces fuites ne se font pas de l'intérieur vers l'extérieur du banc, mais qui contournent la restriction réalisée par le disque (Figure.6.12). En effet, la rotation du disque en face du diaphragme n'est possible mécaniquement qu'en ajoutant un jeu de fonctionnement permettant de s'assurer qu'il n'y a pas de contact entre ces deux pièces durant la rotation du disque. Ce jeu entraîne donc l'apparition de fuites qui entraînent une modification de la surface de passage de l'écoulement.

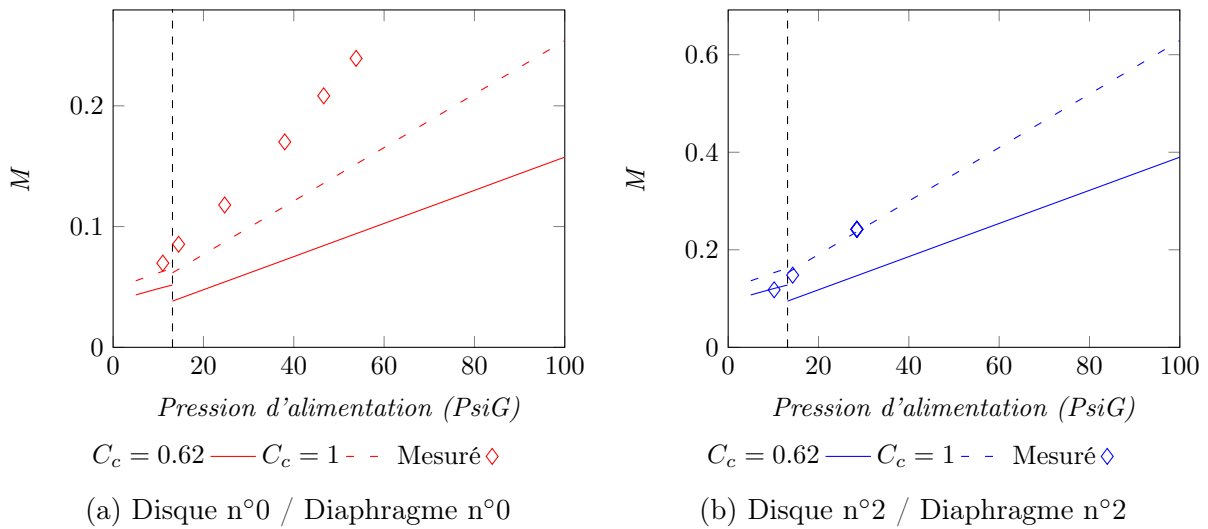


Figure 6.11 Nombre de Mach sous différentes pressions et configurations

Comme le montre la figure 6.12, la surface maximale de passage de l'écoulement est obligatoirement celle de l'orifice du diaphragme. Elle n'est donc pas affectée par ces fuites. C'est lorsque l'un des motifs du disque vient obstruer, totalement ou en partie, l'orifice du diaphragme que l'air comprimé se fraie un chemin au travers du jeu de fonctionnement. La surface de passage n'est alors jamais nulle.

Il apparaît cependant que ce phénomène de fuites n'impacte pas équitablement toutes les configurations de source. En effet, comme la montre la figure 6.11 les nombres de Mach obtenus avec l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 correspondent parfaitement aux prédictions effectuées pour un coefficient de contraction $C_c = 1$. Cette configuration semble moins impactée par l'apparition de fuites. Cela peut s'expliquer par le fait que la surface de passage d'écoulement de cet ensemble, plus importante que celle de l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0, est moins affectée par cette surface de fuite supplémentaire. Les fuites d'air sont donc présentes pour l'ensemble des configurations mais n'impactent sen-

siblement que celles présentant une surface fluctuante plus réduite (Figure.4.3).

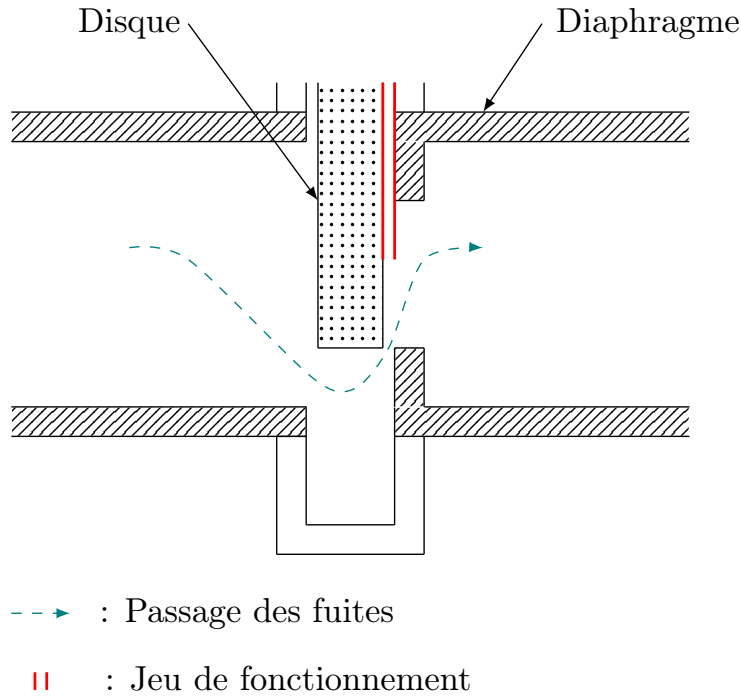


Figure 6.12 Schéma des fuites liées aux jeux de fonctionnement

6.3.2 Prise en compte des fuites

Afin de modéliser ces fuites, la première étape vise à identifier la surface moyenne permettant de retrouver les mesures de débit présentées en figure 6.2. Pour l'ensemble disque et diaphragme n°0, la surface moyenne permettant de retrouver les valeurs mesurées est de 206 mm^2 contre 134 mm^2 en théorie.

Deux hypothèses ont alors été avancées afin de modéliser la nouvelle surface fluctuante. La première consiste à conserver la forme parfaitement sinusoïdale de la fluctuation de surface sans fuite. La deuxième vient simplement écrêter le signal afin de retrouver la valeur de surface moyenne (Figure.6.13).

Ces deux hypothèses entraînent, sur la source, différentes modifications résumées dans la figure 6.14.

Cette modélisation des fuites pourra être implémentée en section 6.3.4 lors de la comparaison des niveaux mesurés expérimentalement et ceux prédits à l'aide des modèles analytiques et numériques.

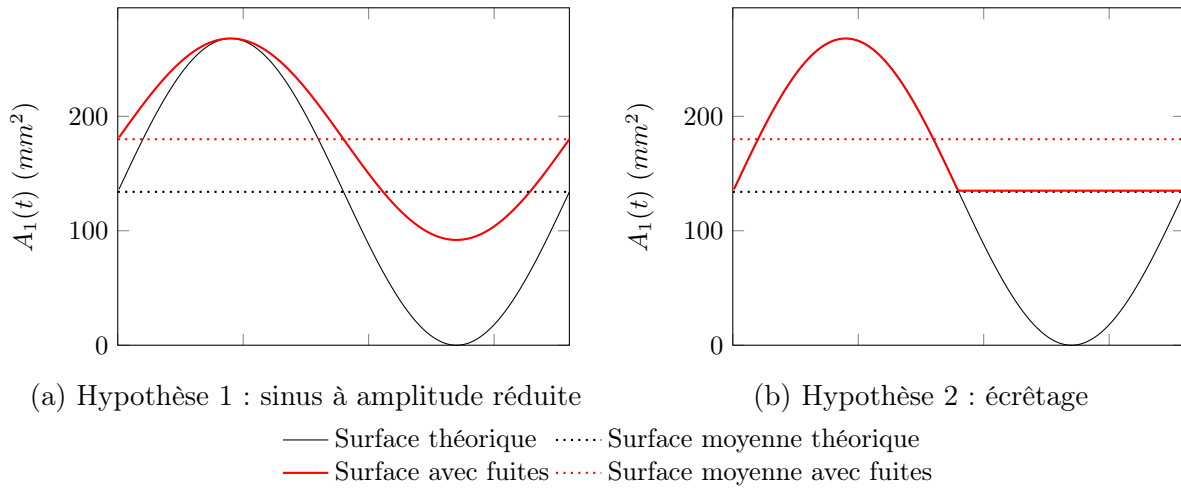


Figure 6.13 Surfaces fluctuantes pour l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0, avec et sans prise en compte des fuites

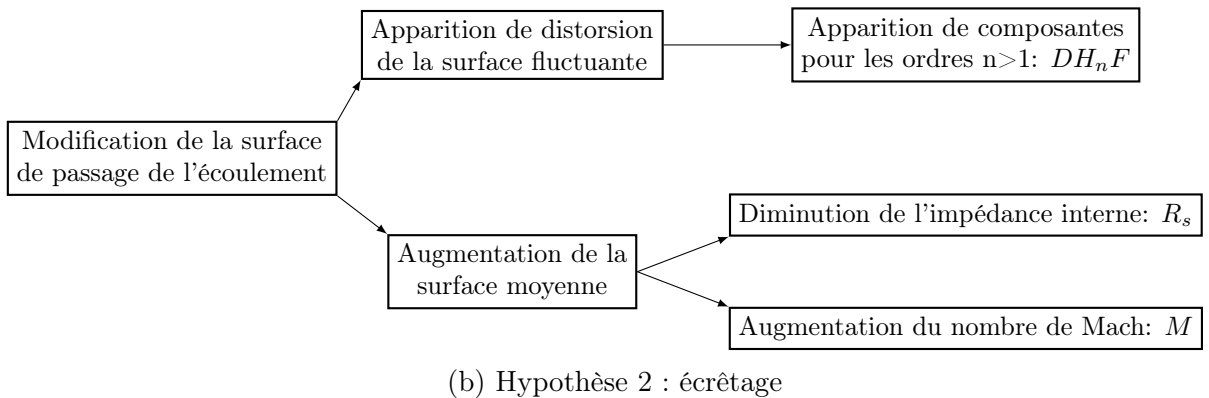
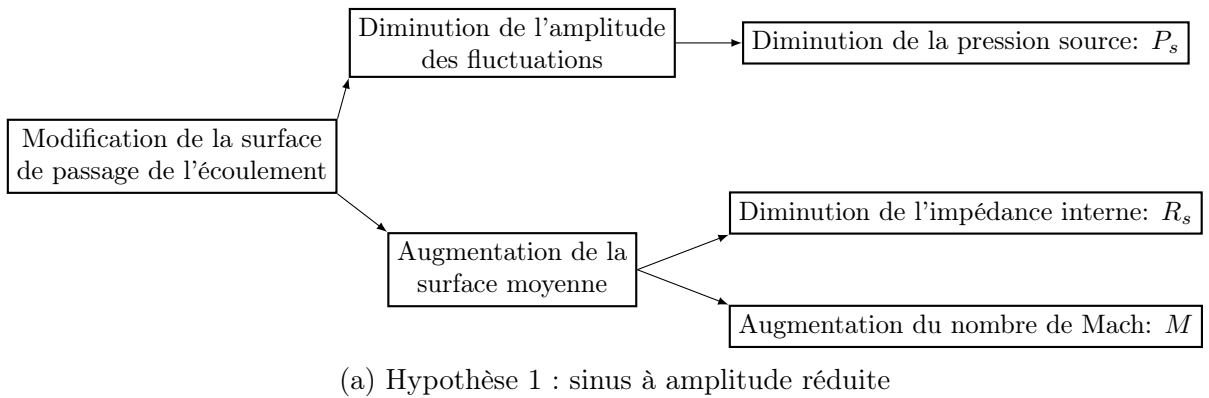


Figure 6.14 Conséquences du choix de modélisation des fuites

6.3.3 Niveau acoustique

Cette nouvelle source électropneumatique a été dimensionnée en se basant sur les prédictions apportées par les modèles analytiques sonique et subsonique ainsi que celles du modèle numérique construit sous GT Power. Cette section permet de comparer les résultats expérimentaux, en amplitude et phase, aux résultats des modèles.

Les figures 6.15, 6.16 et 6.17 permettent de valider l'allure de la réponse en fréquence quelque soit la configuration utilisée.

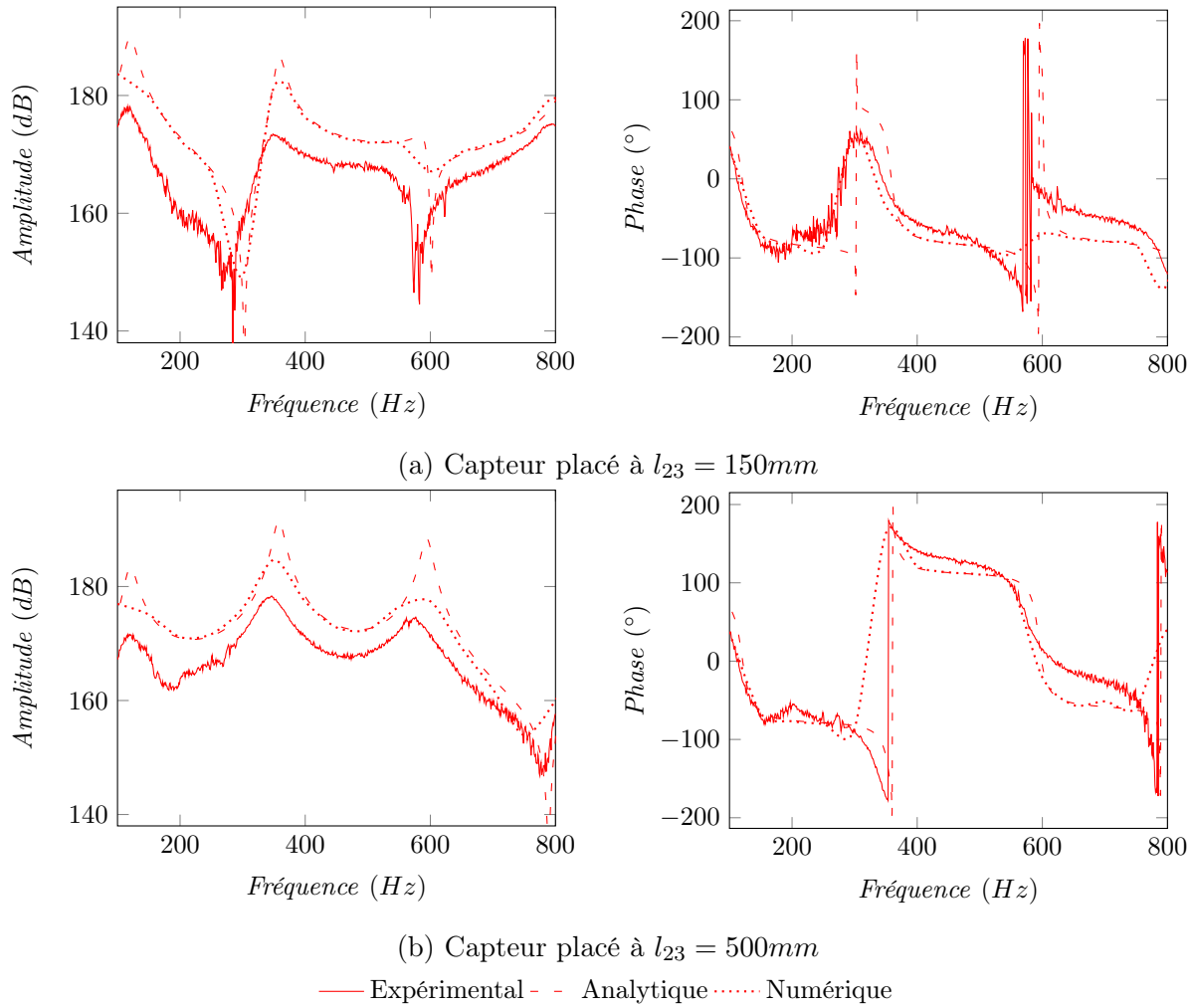


Figure 6.15 Niveaux de bruit mesurés expérimentalement avec disque n°0 / diaphragme n°0 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

Les niveaux de pression obtenus avec le diaphragme n°2 correspondent avec les niveaux prévus en dehors des fréquences de résonances (Figures.6.16 et 6.17). Lors de ces résonances, l'écart entre le niveau prédit et celui mesuré peut aller jusqu'à environ 5 dB. Cet écart semble être dû à un amortissement plus important que celui prévu par les modèles.

En effet, les relevés de phases montrent que les phases mesurées expérimentalement se déroulent plus linéairement que celles prédites par les modèles. Cette observation confirme la présence d'un phénomène venant augmenter l'amortissement de la réponse en fréquence du conduit dans lequel se propage l'onde. Cet amortissement peut provenir d'effets visco-thermiques ou de phénomènes non-linéaires, liés à l'amplitude de l'onde acoustique et de l'écoulement moyen associé. Cependant, ce phénomène intervenant lors de la propagation de l'onde n'impacte pas dans la modélisation ou le fonctionnement de la source, au coeur de ce projet.

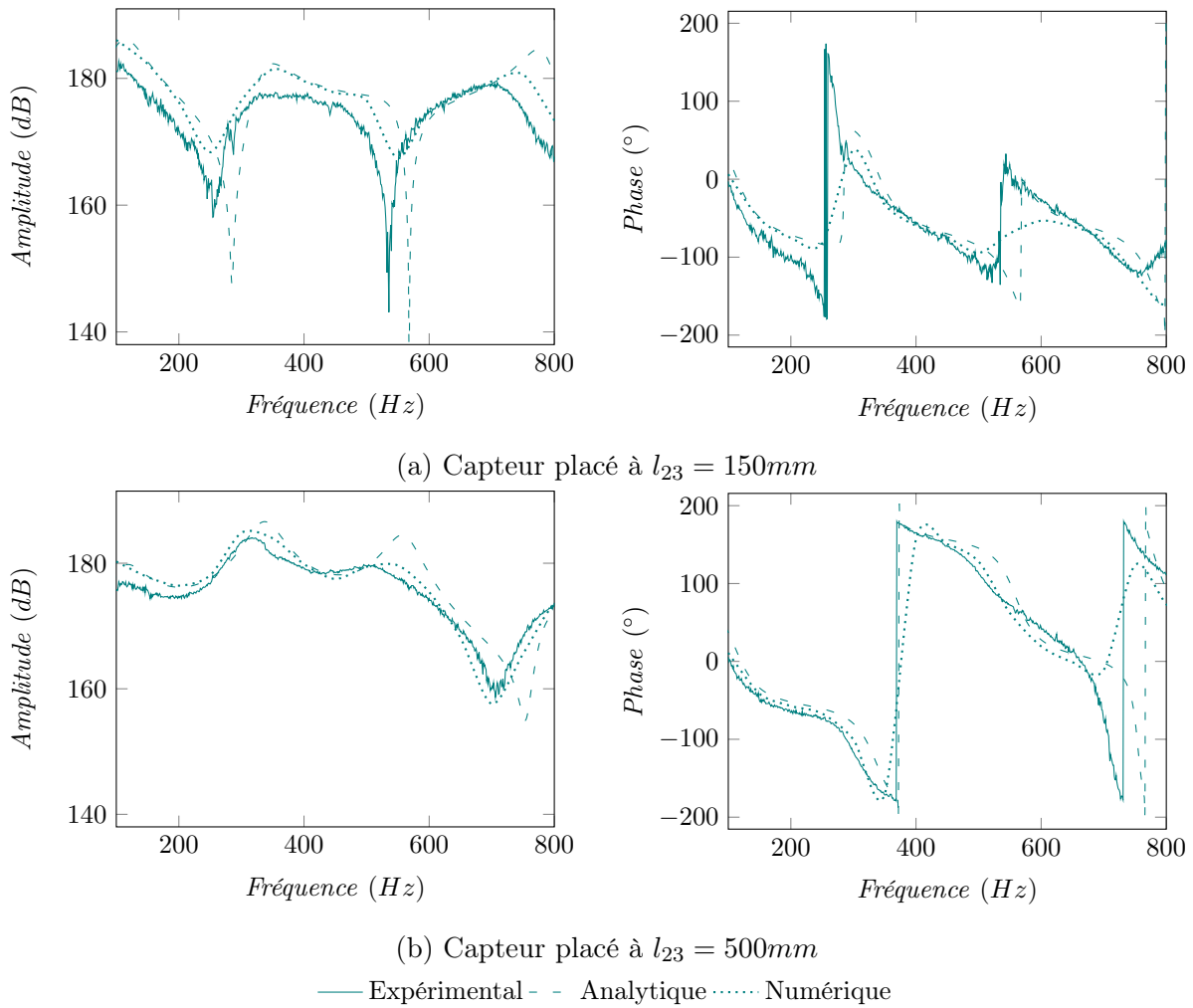


Figure 6.16 Niveaux de bruit mesurés expérimentalement avec disque n°0 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

L'utilisation de l'ensemble disque n°0 / diaphragme n°0 semble donner des résultats de niveau de pression plus éloignés des prédictions que lors de l'utilisation des deux autres configurations et ce, même en dehors des fréquences de résonances (Figure.6.15). En effet,

sur l'ensemble de la plage de fréquence testée, les niveaux ne concordent pas et les courbes expérimentale et théorique semblent décalées d'environ 10 décibels. Cet écart ne semble pas être dû à une différence d'amortissement (bien que celle-ci soit présente aussi pour cette configuration) mais à un écart dans le niveau global estimé. Ce niveau étant directement relié à la pression source P_s , c'est l'évaluation de cette caractéristique de source qui semble erronée pour cette configuration. Le parallèle peut alors être fait entre ces résultats et ceux obtenus sur les nombres de Mach présentés en figure 6.11.

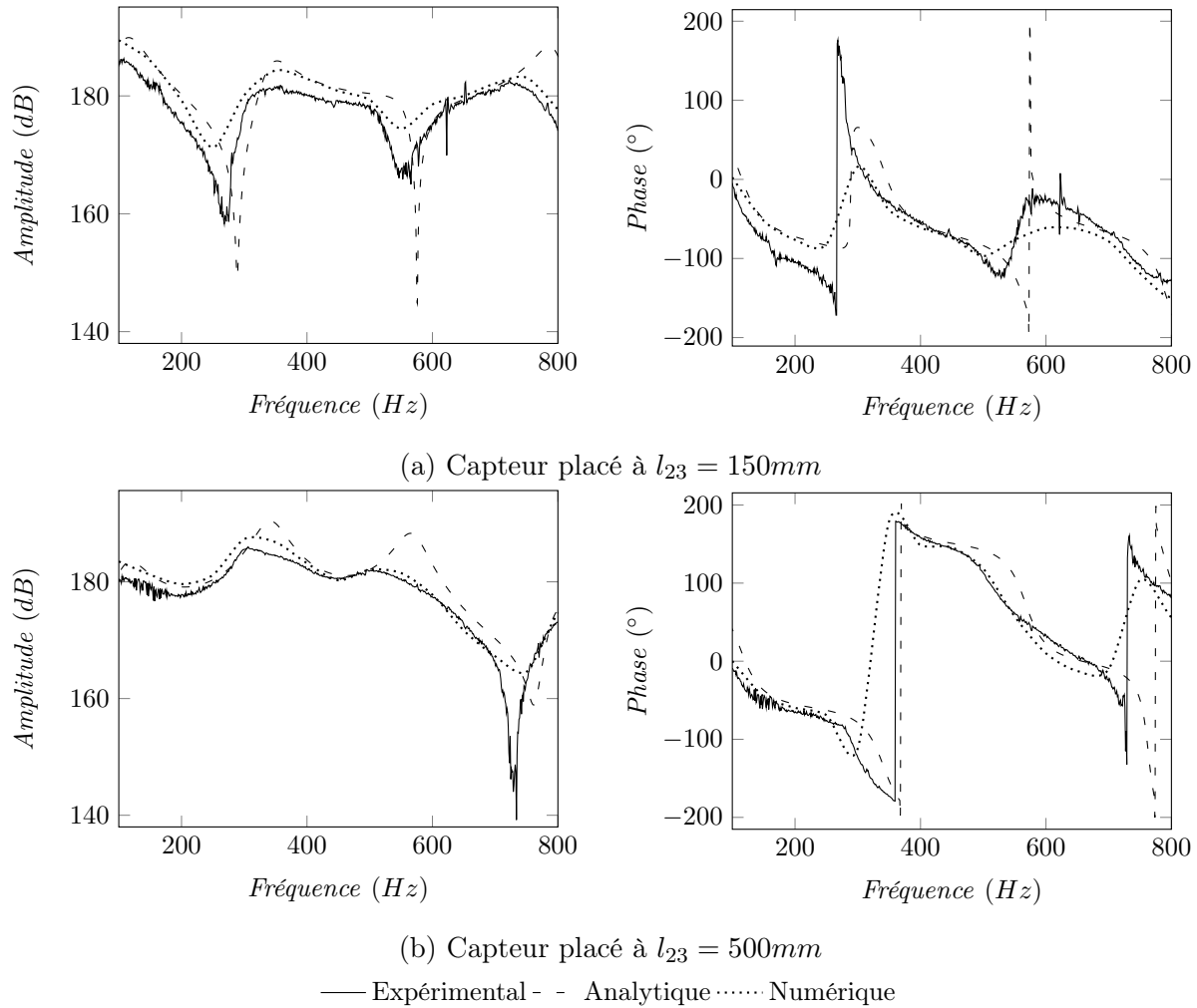


Figure 6.17 Niveaux de bruit mesurés expérimentalement avec disque n°2 / diaphragme n°2 et $p_0 = 2.07 \times 10^5$ Pa [30 PsiG]

Les écarts entre les résultats obtenus avec ces trois configurations peuvent s'expliquer à la lumière du modèle analytique et des caractéristiques associées à la source P_s et R_s . L'amplitude de fluctuation de surface de l'ensemble n°2 sont plus importantes que celles de l'ensemble n°0. La pression source P_s est alors plus élevée, tout comme le niveau sonore

général. La surface moyenne de passage de l'écoulement générée à l'aide de l'ensemble n°2 est elle aussi plus importante que lors de l'utilisation de l'ensemble n°0 (Figure.4.3). L'impédance interne de la source étant inversement proportionnelle à cette surface, elle est plus faible lors de l'utilisation de l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2. Cette diminution de l'impédance interne entraîne un décalage de la réponse en fréquence vers les basses fréquences visible sur la figure 6.4.

De plus, les variations des niveaux sur l'ensemble de la plage de fréquence sont réduites lors de l'utilisation des ensembles utilisant le diaphragme n°2 en raison de la diminution de l'impédance interne R_s qui devient alors négligeable face à l'impédance de la charge acoustique Z_{eq} (Eq.3.24).

6.3.4 Analyse du cas disque n°0 / diaphragme n°0 - Ajout de la prise en compte des fuites

Comme vu en figure 6.4 les niveaux sonores prédits par les modèles lors de l'utilisation de l'ensemble n°0 sont supérieurs à ceux mesurés. La figure 6.18 démontre que cet écart est présent quelque soit la pression d'alimentation.

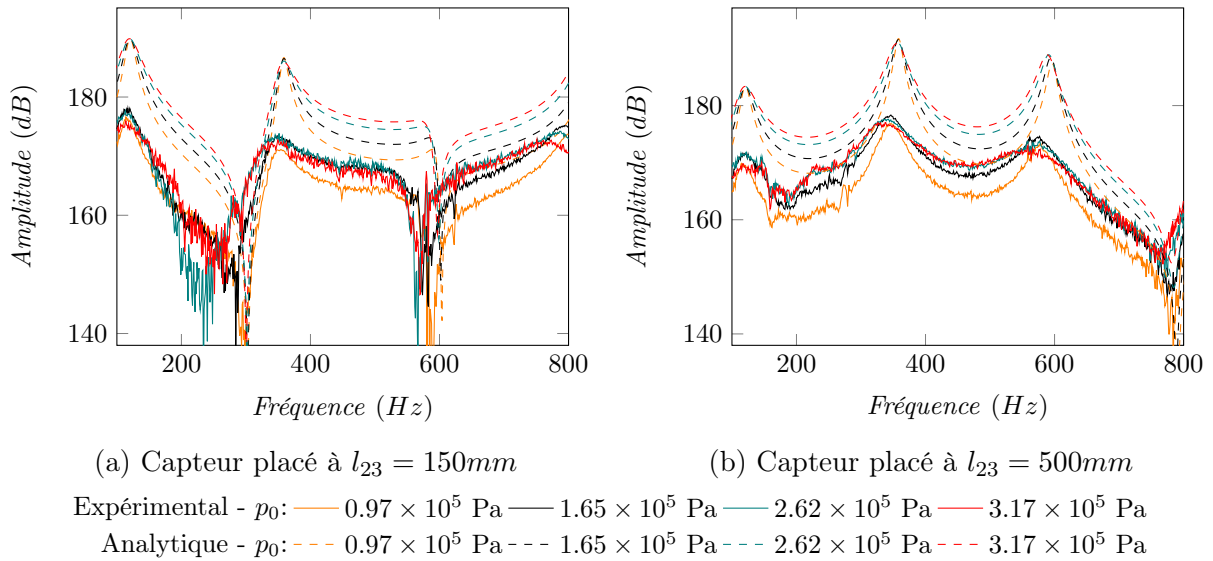


Figure 6.18 Niveaux de bruit mesurés expérimentalement suivant la pression d'alimentation avec le disque n°0 et diaphragme n°0 - Sans prise en compte des fuites

Cet écart peut être expliqué par la présence de fuites, modifiant la section de passage de l'écoulement (Section 6.3.2). Au vu des résultats de distorsion harmonique présentés aux

figures 6.8 et 6.9, le taux de distorsion engendré par l'utilisation du disque et diaphragme n°0 n'est pas supérieur que ceux des deux autres ensembles testés. Cette observation permet de privilégier l'hypothèse 1 pour la modélisation des fuites (Figure.6.14). En effet, cette hypothèse permet de conserver la forme de l'onde et n'impacte donc pas la distorsion générée. L'application de l'hypothèse 1 à l'ensemble n°0 entraîne le passage de $\tilde{A}_1 = 133.8 \text{ mm}^2$ à 62 mm^2 . La pression source P_s passe ensuite de $1.02 \times 10^5 \text{ Pa}$ à $3.04 \times 10^4 \text{ Pa}$.

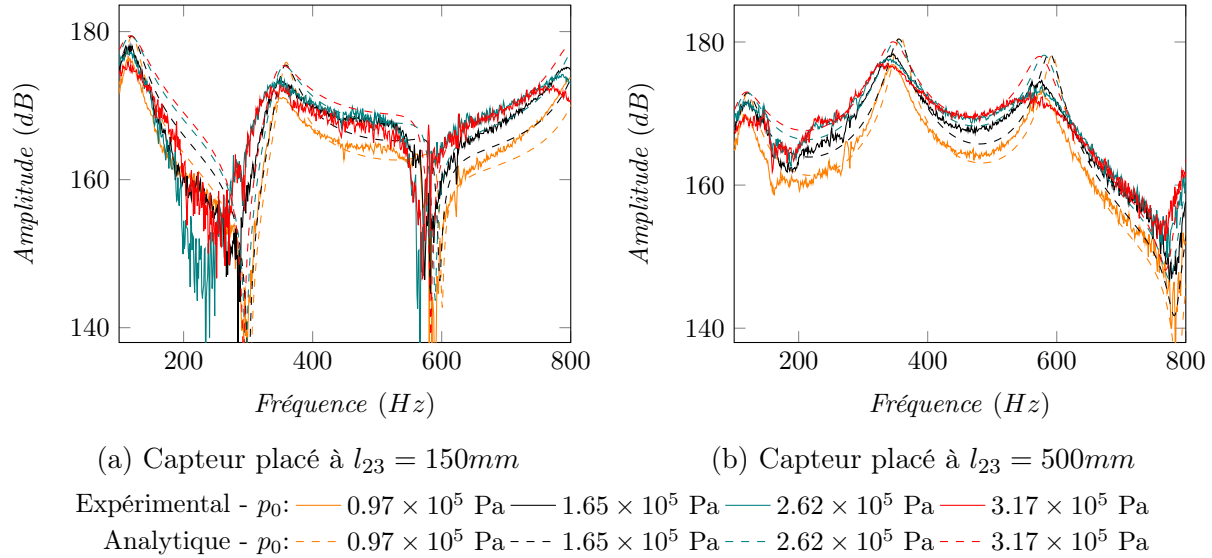


Figure 6.19 Niveaux de bruit mesurés expérimentalement suivant la pression d'alimentation avec le disque n°0 et diaphragme n°0 - Avec prise en compte des fuites

De nouvelles prédictions, effectuées à l'aide des modèles analytiques sont comparées aux résultats expérimentaux en figure 6.19.

La prise en compte des fuites à l'aide de l'hypothèse 1 permet de retrouver des niveaux de pressions cohérents avec ceux mesurés expérimentalement. Cette observation permet de valider que ces fuites ont un effet néfaste non négligeable sur la source de pression P_s de la source et donc sur le niveau sonore généré par cette dernière.

6.4 Conclusion

Ce chapitre a permis d'exposer les résultats obtenus lors de l'étude expérimentale. Les nombres de Mach maximum obtenus lors des essais sont d'environ $M = 0.24$. Cette observation, combinée à l'évolution linéaire du nombre de Mach en fonction de la pression d'alimentation permet d'affirmer qu'il est possible d'atteindre la valeur objectif de $M =$

0.3 en augmentant la pression d'alimentation. L'augmentation de la capacité du banc serait à prévoir dans l'objectif de maintenir un débit massique suffisant durant l'ensemble de l'essai afin de conserver une pression constante dans le plenum en amont de la source.

Les essais ont permis de valider l'utilité de disposer de différents ensembles de disque et diaphragme afin de disposer de plages de niveau de bruit variées. Plus l'amplitude de fluctuation de surface de passage de l'écoulement est importante plus le niveau de pression est élevé. Lors des essais réalisés à l'aide de l'ensemble disque n°2 / diaphragme n°2 avec une pression d'alimentation de 2.07×10^5 Pa [30 PsiG], le niveau de 177 décibels a été atteint sur la plage [100 ; 600] Hz et même dépassé lors des résonances de conduit.

Finalement, l'étude effectuée sur l'ensemble n°0 a permis de mettre en évidence la présence de fuites d'air contournant la restriction de surface générée par le disque et diaphragme. Ces fuites, qui modifient la surface de passage de l'écoulement entraînent la modification du comportement de la source. La pression source et l'impédance interne diminuent mais la forme de l'onde, et donc les taux de distorsion ordre par ordre, ne se voient pas modifiés par la présence de fuites.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

L'objectif de ce travail de doctorat a été de concevoir une source de bruit tonale à fort niveau. Le choix s'est porté sur une source électropneumatique. Ce type de source permet théoriquement d'obtenir un fort niveau sonore tout en associant un écoulement d'air. La spécification associée à cette nouvelle source est d'atteindre un niveau sonore de 180 dB, en conduit. De plus, l'écoulement moyen associé à l'onde de pression a été un nombre de Mach égal à 0.3.

La conception de la nouvelle source électropneumatique a commencé par un travail de modélisation analytique. L'originalité de ce travail a été de modéliser une source électropneumatique existante, un HAPS, constitué d'une suite de surfaces fixes et fluctuantes en une unique surface fluctuante permettant ainsi d'utiliser l'équation fondamentale du haut-parleur pneumatique. Cette surface équivalente peut ensuite être modélisée comme un générateur de pression avec une impédance interne qui peut ensuite être intégré dans une ligne de transmission. Cette théorie permet alors de prédire la pression acoustique tonale générée par la source électropneumatique (en amplitude et en phase). Ce modèle a ensuite été validé à l'aide d'un logiciel de résolution temporelle des équations de Navier-Stokes (GT Power). Une étude expérimentale, mise en place sur ce HAPS, a permis de valider l'ensemble des modèles et donc de définir les points clefs dans la conception d'une nouvelle source électropneumatique permettant de répondre au cahier des charges.

Partant de cette théorie, la conception de la nouvelle source a été réalisée dans l'objectif d'atteindre les niveaux de pression, d'écoulement tout en assurant une distorsion harmonique faible de l'onde. L'originalité sur la conception de la source a été de générer une surface fluctuante à l'aide du passage d'un disque comportant un nombre N de motifs sur son périmètre, devant un diaphragme. La surface du diaphragme dicte la surface moyenne de l'écoulement. Le profil du disque dicte l'amplitude de fluctuation ainsi que la forme et donc la distorsion de l'onde acoustique. Trois ensembles, disque/diaphragme, ont alors été conçus afin de balayer une large plage de niveau de bruit [140 ; 186] dB ainsi que de nombre de Mach de l'écoulement moyen [0.05 ; 0.24]. Les trois ensembles ont ensuite fait l'objet d'une étude analytique et numérique permettant de valider leurs performances sous différentes pression d'alimentation.

Une étude expérimentale a ensuite été mise en place afin de valider le bon fonctionnement de cette nouvelle source. Pour ce faire, un banc de test avec écoulement a été utilisé. Le protocole d'essai permet de balayer une partie des plages d'utilisation de la source. Des stratégies de traitement de données avancées (Vold-Kalman) ont ensuite été mises en place et validées théoriquement afin de pouvoir obtenir, l'amplitude, la phase et le taux de distorsion de l'onde générée.

Les résultats de cette étude expérimentale ont permis de valider le fonctionnement de la source conformément aux attentes des modèles ainsi que celles du cahier des charges (Table.7.1). En effet, dans le cas extrême, le niveau de pression de l'onde générée dans le conduit en aval a atteint 177 décibels sur la plage [100 ; 600] Hz et même dépassé lors des résonances de conduit pour atteindre 186 dB. De plus, la diversité de profils de surfaces, obtenu à l'aide des ensembles de disque / diaphragme conçus permettent de faire varier le niveau de pression ([140 ; 186] dB) obtenu ainsi que la vitesse de l'écoulement moyen ([0.05 ; 0.24] M). La pression d'alimentation permet elle aussi de faire varier ces niveaux de pression et la vitesse de l'écoulement dans une moindre mesure. Finalement l'onde de pression générée est apparue comme relativement sinusoïdale avec un taux de distorsion ne dépassant pas 40% pour l'ordre 2 et environ 20% pour les ordres supérieurs.

Disque n°	Diaphragme n°	p_0 (PsiG)	f (Hz)	SPL $l_{23} = 150$ mm (dB)	SPL $l_{23} = 500$ mm (dB)	M \emptyset
0	0	[10 ; 54]	[100 ; 800]	[135 ; 177]	[135 ; 177]	[0.06 ; 0.24]
0	2	[6 ; 15]	[100 ; 800]	[140 ; 180]	[160 ; 182]	[0.09 ; 0.16]
2	2	[10 ; 26]	[100 ; 800]	[145 ; 186]	[140 ; 186]	[0.12 ; 0.24]

Tableau 7.1 Résumé des essais et résultats expérimentaux

Afin d'élargir la plage de fréquence et de vitesse d'écoulement moyen des améliorations technologiques sur le banc d'essai ou la motorisation de la source sont envisagées. Une augmentation de la capacité de stockage d'air comprimé dans le banc permettrait par exemple de pouvoir balayer une plage de pression d'alimentation plus étendue. Un changement du moteur utilisé pour la mise en rotation du disque pourrait quant à lui permettre d'élargir la plage de fréquence de rotation et par conséquent la fréquence de l'onde acoustique. De plus, un quatrième ensemble de disque / diaphragme a été conçu. Cet ensemble est constitué de 8 motifs afin d'élargir encore plus la plage de fréquence de l'onde acoustique générée par la source.

L'utilisation de source électropneumatique permet alors de générer des ondes de pression à fort niveau couplées à un écoulement d'air tout en maintenant des taux de distorsion faibles. Cette source sera donc indispensable pour réaliser des essais sur des dispositifs

d'atténuation de fortes excitations acoustiques posant actuellement, des problèmes de non-linéarités.

ANNEXE A

Codes Matlab

A.1 Optimisation du profil de disque

```
1 % Debit
2   qMmax = 0.5 ; % Debit massique max (kg/s)
3   qMmin = 0 ; % Debit massique min (kg/s)
4   Amax = (qMmax)/(Cc*(sqrt(gamma*rhoAlim*pAlim*((2/(gamma+1))
5   ^((gamma+1)/(gamma-1)))));
6   Amin = (qMmin)/(Cc*(sqrt(gamma*rhoAlim*pAlim*((2/(gamma+1))
7   ^((gamma+1)/(gamma-1)))));
8 % Reconstruction du debit fluctuant
9   fA = 1 ;
10  t = linspace(0,1,360) ;
11  qMT = ((qMmax-qMmin)/2)*sin(2*pi*fA*t)+((qMmax+qMmin)/2) ;
12  qM = mean(qMT) ;
13  u = qM/(rhoAtm*aTube) ; % Vitesse (m/s)
14  M = u/c0 ; % Nombre de Mach
15
16  figure('Name','Mass flow')
17  hold on
18  plot(t,qMT,'k')
19  plot(t,qM.*ones(1,length(t)),'--k')
20  plot(t,mean(qMT).*ones(1,length(t)),'--r')
21  plot(t,qMmax.*ones(1,length(t)),':k')
22  ylabel('Debit massique kg/s')
23  xlabel('Temps')
24  xlim([0 1])
25  ylim([0 qMmax*1.2])
26  legend('Debit massique(t)','Debit massique max','Debit massique moyen')
27
28 % Reconstruction de la surface fluctuante
29  fAHachT = (qMT)/(Cc*sqrt(gamma*rhoAlim*pAlim*((2/(gamma+1))
30  ^((gamma+1)/(gamma-1)))));
31  TransformA=ProgrammeFFT(length(fAHachT),fe,fAHachT,1) ;
32  mA=mean(fAHachT) ;
33  dA1=TransformA(2,(fA/(360/length(t)))+1) ;
34
35
36  qM = mAhVena*sqrt(gamma*rhoAlim*(pAlim)*((2/(gamma+1))
37  ^((gamma+1)/(gamma-1)))));
38  u = qM/(rhoAtm*aTube) ; % Vitesse (m/s)
39  M = u/c0 ; % Nombre de Mach
40
41  mA=mAhReelle;
42  dA1=dAhReelle;
43
44 %Initialisation
```

```

45     N=6;
46     c=106.25; %Entraxe
47     A0=c;
48     A1=0;
49     A2=0;
50     A3=0;
51     B1=pi;
52     B2=pi;
53     B3=pi;
54
55     x0=[A0,A1,A2,A3,B1,B2,B3];
56
57     phi=linspace(0,2*pi,3600);
58
59     %% Declaration des variables
60     rt=sqrt(Amax/pi)*1000; %Rayon du diaphragme
61
62     xdata=[c,rt,N];
63
64     %% Optimization
65     opts = optimoptions(@lsqcurvefit,'Display','iter');
66     y=lsqcurvefit(@Fleur,x0,xdata,fAHachT*1000000,[],[],opts)
67
68     Aire1=Fleur(y,xdata);
69
70     figure('Name','Fluctuative area')
71     hold on
72     plot(Aire1,'r')
73     plot(fAHachT,':k')
74     legend('Optimized','Target')

```

Avec la fonction `function Aire=Fleur(x,xdata)` :

```

1  function Aire=Fleur(x,xdata)
2  %Geometrie
3      c=xdata(1);
4      rt=xdata(2);
5      N=xdata(3);
6
7      A0=x(1);
8      A1=x(2);
9      A2=x(3);
10     A3=x(4);
11     B1=x(5);
12     B2=x(6);
13     B3=x(7);
14
15     funr= @(theta,r) r;
16
17     %Angles limites
18     thetaI=asin(rt/c);
19     theta = linspace(-thetaI,thetaI,360);
20

```

```

21 %Fonctions
22     for p=1 : 360
23         i(p)=deg2rad(p/N);
24         phi=linspace(0,2*pi,360);
25         funr=@(theta,r) r;
26         rmax=@(theta) c*cos(theta)+sqrt((rt^2)-((c^2).*sin(theta).*sin(theta)));
27         rmin=@(theta) c*cos(theta)-sqrt((rt^2)-((c^2).*sin(theta).*sin(theta)));
28         Airecone=integral2(funr,-thetaI,thetaI,0,rmax);
29
30         funFleur=@(theta) (A0+A1.*sin(N.*(theta+i(p))+B1)+A2.*sin(2*N.*(theta+i(p))
31         +B2)+A3.*sin(3*N.*(theta+i(p))+B3));
32         fFleur0=@(theta) max(rmin(theta),(min(funFleur(theta),rmax(theta))));
33
34         Aire(p)=(Airecone-integral2(funr,-thetaI,thetaI,0,fFleur0,'Method','iterated'));
35     end
36 end

```

A.2 Modeles analytiques

Modele subsonique

```

1 clear all
2 clc
3 close all
4
5 load('C:\Users\data_00_1000_10');
6
7 %% Valeurs de calcul
8     fe      = 10000                ;% Frequence d'echantillonnage (Hz)
9 % Pressions
10    pAtm     = 101500              ;% Pression atmospherique absolue (Pa)
11    pAlim    = pAli *6894.76       ;% Pression d alimentation absolue (Pa)
12 % Definition du gaz
13    R_bar    = 8.314472            ;% Constante des gaz parfait (J/mol/K)
14    R_air    = 287                 ;% Constante de l air
15    T0       = 273.15+Temp         ;% Temperature (K)
16
17    T1       = T0/(6/5);
18    Tra      = T0*1.8              ;% Temperature (Ra)
19    rhoAtm   = pAtm/(R_air*T)      ;% Masse volumique de l air sec a pression atm
20    mu       = 1.8*10^(-5)         ;% Viscosite dynamique (Pa.s)
21    rhoAlim  = (pAlim)/(R_air*T)   ;% Masse volumique de l air sec a pAlim
22    gamma    = 1.4                 ;% Indice adiabatique
23    c0       = sqrt(gamma*R_air*T) ;% Vitesse du son dans l air (m/s)
24    c1       = sqrt(c0*c0*(5/6))   ;% Vitesse du son au niveau de l'orifice (m/s)
25
26 % Dimension du banc et de la source
27    N=6;
28    c=106.25;
29    dTube    = 0.0254              ;% Diametre des conduits (m)
30    rTube    = dTube/2             ;% Rayon des conduits (m)
31    aTube    = pi*(rTube^2)        ;% Surface des conduits (m2)
32    Cc       = 1                   ;% Coefficient de contraction

```

```

33
34     L1      = 0.7                ;% Longueur du tube en amont du systeme (m)
35     L2      = 0                ;% Longueur du tube en aval du systeme (m)
36     L11     = 0.15             ;% Longueur entre source et point de mesure M1 (m)
37     L12     = 0                ;
38     % Longueur entre le point de mesure M1 et le systeme(m)
39     L21     = 0.35             ;% Longueur entre systeme et point de mesure M2 (m)
40     L22     = 0.2              ;% Longueur entre M2 et la terminaison (m)
41
42
43 % Debit
44     if Fleur == 0
45         A0= 106.3274;
46         A1= 8.8213;
47         A2= 0.0885;
48         A3= -0.4120;
49         B1= 3.1328;
50         B2= 13.6130;
51         B3= 3.1144;
52         if Diaphragme ==0
53             rt= 9.2333;
54         elseif Diaphragme ==1
55             rt= 11.7264;
56         elseif Diaphragme ==2
57             rt= 14.5308;
58         end
59     elseif Fleur == 1
60         A0= 106.3761;
61         A1= 11.4781;
62         A2= 0.1394;
63         A3= -0.2479;
64         B1= 3.1329;
65         B2= 1.1141;
66         B3= 3.1172;
67         if Diaphragme ==0
68             rt= 9.2333;
69         elseif Diaphragme ==1
70             rt= 11.7264;
71         elseif Diaphragme ==2
72             rt= 14.5308;
73         end
74     elseif Fleur == 2
75         A0= 106.3678;
76         A1= 14.8808;
77         A2= 0.3416;
78         A3= 0.1479;
79         B1= 3.1326;
80         B2= 13.8073;
81         B3= 3.0929;
82         if Diaphragme ==0
83             rt= 9.2333;
84         elseif Diaphragme ==1
85             rt= 11.7264;
86         elseif Diaphragme ==2

```

```

87         rt= 14.5308;
88     end
89 end
90
91
92 % Reconstruction du debit fluctuant
93     fA      = 1 ;
94     t      = linspace(1,360,360) ;
95 % Reconstruction de la surface fluctuante
96     x0=[A0,A1,A2,A3,B1,B2,B3];
97     xdata=[c,rt,N];
98     fAHachT = FonctionFleur(x0,xdata);
99     TransformA=ProgrammeFFT(length(fAHachT),fe,Cc*fAHachT,0);
100    mA=mean(fAHachT*Cc)/1000000 ;
101    dA1=TransformA(2,(fA/(360/length(t)))+1)/1000000;
102
103    qM=mA*sqrt(Cc*rhoAtm*(pAlim));
104    u      = qM/(rhoAtm*aTube); % Vitesse dans la section de test (m/s)
105    M      = u/c0;
106    c3=c0/sqrt(1+0.2*(M^2));
107    Y0      = c3/aTube; % Impedance caracteristique des conduits (m-ls-1)
108
109 % Frequence (Hz)
110     f      = fMat ; % Frequence d'etude en Hz
111     w      = 2*pi*f ; % Pulsation en radians
112     k0      = w/c3 ; % Nombre d'onde
113
114 %% Viscosite
115 for p=1 : length(f)
116     Re      = (rhoAtm*u*dTube)/mu ; % Nombre de Reynolds
117     F      = 0.0072+(0.612/(Re^0.35));
118     a(p)    = (1/(rTube*c3))*sqrt((w(p)*mu)/(2*rhoAtm));
119     aM(p)   = (a(p)+(M*(F/(4*rTube)))));
120     kc(p)   = (k0(p)-i*aM(p))/(1-(M^2));
121     Y(p)    = Y0*(1+(aM(p)/k0(p))-(1j*aM(p)/k0(p)));
122     Y(p)    = Y0*(1-1i*(aM(p)/k0(p)));
123 end
124
125 %% Matrices de tubes
126 for p=1 : length(f)
127     MatL11(:, :, p) = (exp(-1j*M*L11.*kc(p)))*[cos(L11*kc(p)) 1j*Y(p)*sin(L11*kc(p)) ;
128     (1j/Y(p))*sin(L11*kc(p)) cos(L11*kc(p))];
129     MatL12(:, :, p) = (exp(-1j*M*L12.*kc(p)))*[cos(L12*kc(p)) 1j*Y(p)*sin(L12*kc(p)) ;
130     (1j/Y(p))*sin(L12*kc(p)) cos(L12*kc(p))];
131     MatL21(:, :, p) = (exp(-1j*M*L21.*kc(p)))*[cos(L21*kc(p)) 1j*Y(p)*sin(L21*kc(p)) ;
132     (1j/Y(p))*sin(L21*kc(p)) cos(L21*kc(p))];
133     MatL22(:, :, p) = (exp(-1j*M*L22.*kc(p)))*[cos(L22*kc(p)) 1j*Y(p)*sin(L22*kc(p)) ;
134     (1j/Y(p))*sin(L22*kc(p)) cos(L22*kc(p))];
135 end
136 for p=1 : length(f)
137 % Rayonnement
138 %Annexe A JMC
139 % avec ecoulement
140 %     M=0.525;

```

```

141 %      k0(p)      = ((w(p)/c3)-i*aM(p))/(1-(M^2))
142 ;
143      St(p)=k0(p)*rTube/M;
144      delta0=0.25*sqrt(1-(M^2));
145      delta(p)=0.613*((1+((k0(p)*rTube)^2)*0.0599))/(1+((k0(p)*rTube)^2)*0.238)+
146      (((k0(p)*rTube)^4)*(-0.0153))+(((k0(p)*rTube)^6)*0.0015));
147      R0(p)=((1+((k0(p)*rTube)^2)*0.8))/(1+((k0(p)*rTube)^2)*(0.5+0.8))+
148      (((k0(p)*rTube)^4)*0.266)+(((k0(p)*rTube)^6)*0.0263));
149      R(p)=-R0(p)*exp(-2*i*k0(p)*rTube*delta(p));
150      deltaM(p)=(delta(p)-((1-(1-M+(2*(M^2)))*tanh(0.25*(St(p)^(1.7)))))*
151      (delta(p)-delta0)));
152      RM(p)=(-(R0(p)*(1+(tanh(0.2*(St(p)^2)))*(M+(2.5*(M^2))))))*
153      exp((-2*i*deltaM(p)*k0(p)*rTube)/(1-(M^2)));
154      Zr(p)=((1+RM(p))/(1-RM(p)))*Y(p);
155 end
156 %% Choix de l'impedance terminale
157 if term==1
158     Terminaison = "Rayonnement";
159 elseif term==0
160     Terminaison = "Anechoique";
161 end
162
163 if Terminaison == "Anechoique"
164     Zt = Y;
165 elseif Terminaison == "Rayonnement"
166     Zt = Zr;
167 end
168
169 %% Previsions au point M1 et M2
170 for p=1 : length(f)
171     MatTube(:, :, p) = MatL11(:, :, p) * MatL12(:, :, p) * MatSys(:, :, p) * MatL21(:, :, p) *
172     MatL22(:, :, p);
173     ZTube(p) = (Zt(p)*MatTube(1, 1, p) + MatTube(1, 2, p)) / (Zt(p)*MatTube(2, 1, p) + MatTube(2, 2, p));
174 end
175
176
177 %% Subsonique
178     Zs      = (2*pAlim)/(mA*sqrt(Cc*rhoAtm*pAlim));
179     Ps      = (dA1*2*pAlim)/mA;
180     MatS    = repmat([1 Zs ; 0 1], [1 1 length(f)]);
181
182 %% Sonique
183     beta    = ((5/6)^3)*((pAlim*c3*rhoAtm));
184     alpha   = beta/qM;
185     Zs      = (pAtm/qM);
186     Ps      = alpha*dA1;
187     MatS    = repmat([1 Zs ; 0 1], [1 1 length(f)]);
188
189 for p=1 : length(f)
190     MatTot(:, :, p) = MatS(:, :, p) * MatL11(:, :, p) * MatL12(:, :, p) * MatSys(:, :, p) *
191     MatL21(:, :, p) * MatL22(:, :, p);
192     MatTube(:, :, p) = MatL11(:, :, p) * MatL12(:, :, p) * MatSys(:, :, p) *
193     MatL21(:, :, p) * MatL22(:, :, p);

```

```

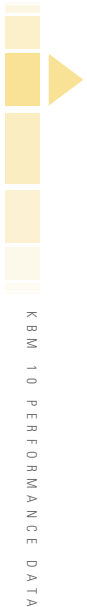
194
195     pt(p) = Ps/(MatTot(1,1,p)+(MatTot(1,2,p)/Zt(p)));
196     vt(p) = pt(p)/Zt(p);
197
198     VecM2(:,1,p) = MatL22(:, :, p)*[pt(p) ; pt(p)/Zt(p)];
199     VecM1(:,1,p) = MatL12(:, :, p) * MatSys(:, :, p) * MatL21(:, :, p) * MatL22(:, :, p) *
200     [pt(p) ; pt(p)/Zt(p)];
201
202     pM1(p) = VecM1(1,1,p);
203     pM2(p) = VecM2(1,1,p);
204     vM1(p) = VecM1(2,1,p);
205     vM2(p) = VecM2(2,1,p);
206
207     SPLM1(p) = 20*log10((abs(pM1(p))/sqrt(2))/(2*10^(-5)))           ;%Spl RMS
208     SPLM2(p) = 20*log10((abs(pM2(p))/sqrt(2))/(2*10^(-5)))           ;%Spl RMS
209
210     anglepM1 = (180/pi).*(angle(pM1));
211     anglepM2 = (180/pi).*(angle(pM2));
212 end

```

ANNEXE B

Documentation technique

B.1 Documentation du moteur

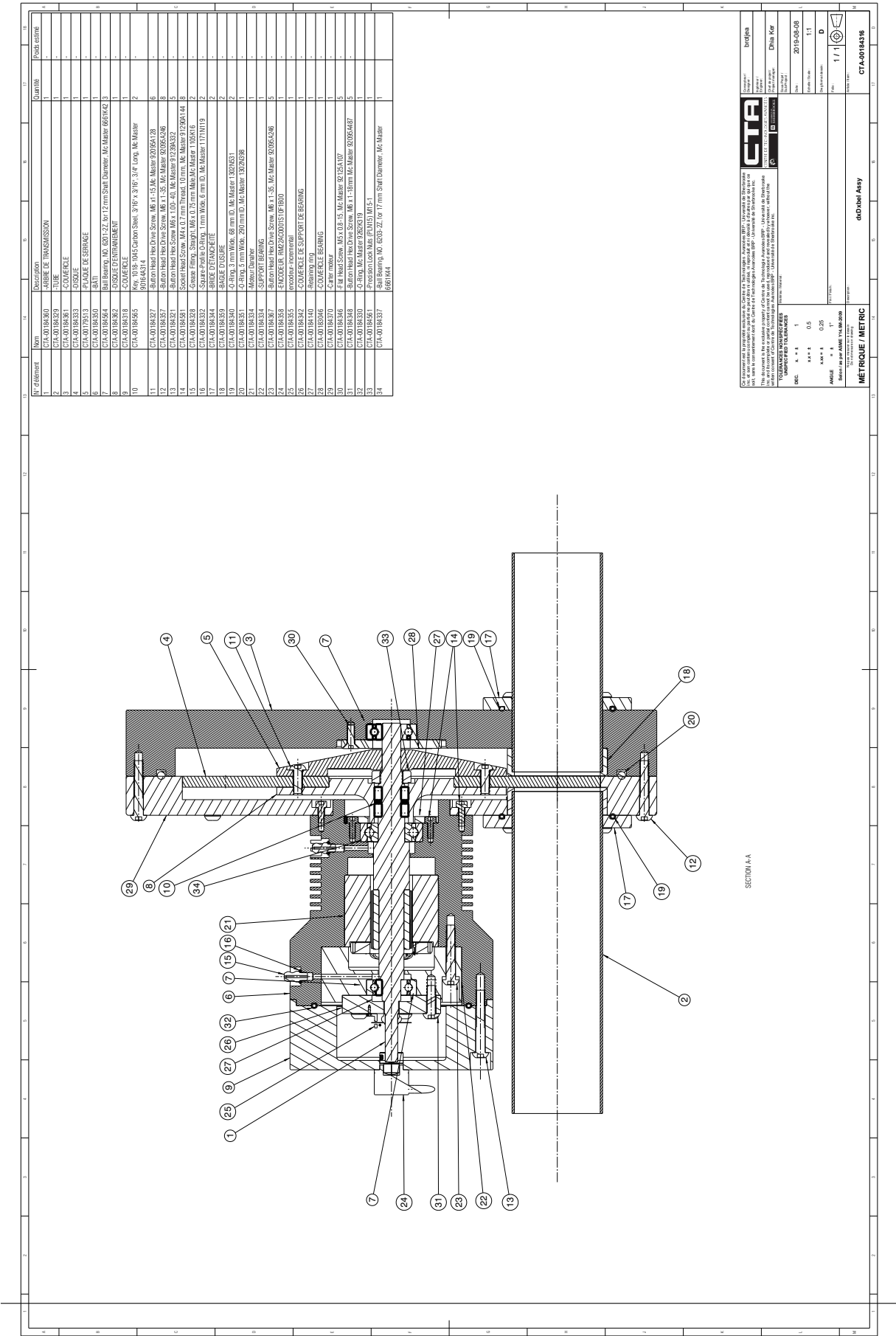


KBM 10 Performance Data

KBM(S)-10XXX Performance Data & Motor Parameters									
Motor Parameter	Symbol	Units	TOL	KBM(S)-10X01-X			KBM(S)-10X02-X		
				A	B	C	A	B	C
Continuous Stall Torque at 25°C Amb. (1)	Tc	Nm	NOM	0.487	0.509	0.492	0.876	0.899	0.868
		lb-ft		0.359	0.376	0.363	0.646	0.663	0.640
Continuous Current	Ic	Arms	NOM	1.73	3.37	5.21	1.53	3.00	5.14
Peak Stall Torque (25°C winding temp)	Tp	Nm	NOM	1.17	1.19	1.23	2.33	2.48	2.24
		lb-ft		0.860	0.880	0.910	1.72	1.83	1.65
Peak Current	Ip	Arms	NOM	4.33	8.70	13.8	4.33	8.65	15.5
Rated Continuous Output Power at 25°C Amb. (1)	P Rated	Watts		550	600	575	740	785	710
	HP Rated	HP		0.737	0.804	0.771	0.992	1.05	0.952
	N Rated	RPM		15200	18500	18600	11000	15200	17000
Torque Sensitivity (2)	Kt	Nm / Arms	±10%	0.287	0.154	0.097	0.585	0.307	0.173
		lb-ft / Arms		0.212	0.114	0.071	0.431	0.227	0.127
Back EMF Constant	Kb	Vrms / kRPM	±10%	17.4	9.32	5.83	35.3	18.6	10.4
Motor Constant	Km	Nm/√watt	±10%	0.065	0.068	0.066	0.107	0.110	0.106
		lb-ft / √watt		0.048	0.050	0.048	0.079	0.081	0.078
Resistance (line to line)	Rm	Ohms	±10%	13.0	3.42	1.44	20.0	5.22	1.77
Inductance	Lm	mH		19	5.2	2.2	36	9.7	3.2
Inertia (KBM)	Jm	Kg-m²		4.92E-6			1.03E-5		
		lb-ft-s²		3.63E-6			7.60E-6		
Weight (KBM)	Wt	Kg		0.379			0.658		
		lb		0.835			1.45		
Inertia (KBMS)	Jm	Kg-m²		1.03E-5			1.49E-5		
		lb-ft-s²		7.56E-6			1.10E-5		
Weight (KBMS)	Wt	Kg		0.425			0.703		
		lb		0.936			1.55		
Max Static Friction	Tf	Nm		8.70E-3			1.63E-2		
		lb-ft		6.42E-3			1.20E-2		
Cogging Friction (peak-to-peak)	Tcog	Nm		7.20E-3			1.63E-2		
		lb-ft		5.31E-3			1.20E-2		
Viscous Damping	Fi	Nm/ kRPM		4.31E-3			5.17E-3		
		lb-ft / kRPM		3.18E-3			3.81E-3		
Thermal Resistance (3)	TPR	°C / watt		1.43			1.19		
Number of Poles	P	-		6			6		
Recommended Kollmorgen AKD Drive				00307	00606	00606	00307	00307	00606
Voltage Req'd at Rated Output	Vac Input	Vac		400	240	240	480	400	240
Peak Stall Torque (4) (Motor with Drive)	Tp Drive	Nm	±10%	1.17	1.19	1.23	2.33	2.48	2.24
		lb-ft		0.860	0.880	0.910	1.72	1.83	1.65
Cont. Stall Torque (4) (Motor with Drive)	Tc Drive	Nm	±10%	.487	.509	.492	.876	.899	.868
		lb-ft		.359	.376	.363	.646	.663	.640

Notes: 1) Winding temperature = 155°C at continuous stall, at rated output, and for performance curves.
 2) To calculate no-load Kt and Kb at 25°C, multiply by 1.064.
 3) TPR assumes motor is housed and mounted to a 10" x 10" x 1/4" heat sink or equivalent.
 4) Peak & Continuous Torques may be limited by drive current, see www.kollmorgen.com for complete drive ratings.

B.2 Plan de la source



B.3 Informations sur le compresseur

Compresseur d'air : **Atlas Copco GA 22 FF TM**

Distributeur autorisé

Atlas Copco

Spécifications :

Moteur	Fermé et ventilé « TEFC » 30 hp / Classe F / IP 55 Alimentation électrique : 575v / 3ph / 60hz Système de régulation de type « tout ou rien »
Capacité	Maximum de 125.5 cfm à 125 Psi / Pression d'opération maximale de 128 psi Connexion de 1" NPT
Régulation	Centrale « ÉLEKTRONIKON MK5 graphic»
Inclus	Huile Roto Extend (8000 hres) Purgeur automatique sans perte d'air (EWD) Démarreur magnétique (Y-D) Version montée sur réservoir de 500 litres Sécheur d'air au réfrigérant intégré / gaz : R134a
Ventilation	Refroidissement à l'air de 2 680 cfm Éjection de la chaleur : 2 500 btu / hre / cv
Insonorisé	à 68 dB(A)
Dimension	73" long x 27" large x 61" haut
Poids	1 683 lbs



LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] M. L. Munjal, Acoustics of ducts and mufflers. Chichester, West Sussex, United Kingdom : John Wiley & Sons, Inc., 2014.
- [2] L. Menguy, “Propagation acoustique non lineaire dans les guides d onde monodimensionnels.”
- [3] A. D. Pierce and R. T. Beyer, Acoustics An Introduction to Its Physical Principles and Applications. 1989 Edition. ASA.
- [4] M. Hansen, “Member of civil defense patrol operating the RCA victory bell air raid siren, the LIFE picture collection.”
- [5] “Wyle acoustic testing with CoCo-80.”
- [6] A. Grewal, Y. E. Chen, S. Alavi, V. Wickramasinghe, and B. Lawrie, “Development of the second generation NRC acoustic spectrum control system for high intensity noise testing,” vol. 44, no. 3.
- [7] L. Hardouin, “Une méthode originale de contrôle actif des bruits d’écoulements pulsés : étude d’un actionneur, modélisation et commande adaptative du système..”
- [8] J.-P. Rami, H. Hurlin, J.-B. Goulard, M. Versaevel, P. Micheau, J. Drant, A. Alard, A. Berry, and R. Robert, “Dispositif actif d’atténuation des émissions acoustiques pour un turboréacteur comportant des turbines contrôlées, french patent, w02019/171000a1 (in french).”
- [9] U. Holmberg and W. Svensson, “A pneumatic loudspeaker for intensive sounds,” in 2001 European Control Conference (ECC), pp. 2257–2260, IEEE.
- [10] C. Chapmann and A. Glendinning, “A theoretical analysis of a compressed air loudspeaker,” vol. 138, no. 3, pp. 493–499.
- [11] E. Krause, Fluid mechanics : with problems and solutions, and an aerodynamic laboratory. Springer. OCLC : ocm57596373.
- [12] B. Burel, “Commande d’un anti-bruit harmonique généré par un écoulement pulsé.”
- [13] P. Micheau, B. Burel, R. Robert, and P. Masson, “Control of amplitude, frequency and phase of an harmonic anti-noise pneumatic source,”
- [14] E. Dokumaci, “On one-port characterization of noise sources in ducts by using external loads,” vol. 260, no. 3, pp. 389–402.
- [15] H. Rämmlal and H. Bodén, “Modified multi-load method for nonlinear source characterisation,” vol. 299, no. 4, pp. 1094–1113.
- [16] S. Allam and M. Åbom, “Investigation of damping and radiation using full plane wave decomposition in ducts,” vol. 292, no. 3, pp. 519–534.
- [17] M. C. A. M. Peters, A. Hirschberg, A. J. Reijnen, and A. P. J. Wijnands, “Damping and reflection coefficient measurements for an open pipe at low mach and low helmholtz numbers,” vol. 256, pp. 499–534.

-
- [18] M. S. Howe, "The damping of sound by wall turbulent shear layers," vol. 98, no. 3, pp. 1723–1730.
 - [19] P. Davies, B. M., and B. C. J. L., "Measurement of plane wave acoustic fields in flow ducts," vol. 72, no. 4, pp. 539–542.
 - [20] G. Kirchhoff, "Ueber den einfluss der wärmeleitung in einem gase auf die schallbewegung," vol. 210, no. 6, pp. 177–193.
 - [21] U. Ingard and V. K. Singhal, "Effect of flow on the acoustic resonances of an open-ended duct," vol. 58, no. 4, pp. 788–793.
 - [22] J.-M. Coulon, "Experimental study of open pipe noise radiation with inflow conditions." New England Noise Con.
 - [23] S. Allam and M. Åbom, "Investigation of damping and radiation using full plane wave decomposition in ducts," vol. 292, no. 3, pp. 519–534.
 - [24] R. M. Munt, "Acoustic transmission properties of a jet pipe with subsonic jet flow : I. the cold jet reflection coefficient," vol. 142, no. 3, pp. 413–436.
 - [25] J.-M. Coulon, "Méthodologie de conception acoustique des silencieux d'un moteur deux temps équipant une motoneige."
 - [26] F. Silva, P. Guillemain, J. Kergomard, B. Mallaroni, and A. N. Norris, "Approximation formulae for the acoustic radiation impedance of a cylindrical pipe," vol. 322, no. 1, pp. 255–263.
 - [27] N. S. Dickey, A. Selamet, and J. M. Novak, "The effect of high-amplitude sound on the attenuation of perforated tube silencers," vol. 108, no. 3, p. 1068.
 - [28] "Standard test method for measurement of normal incidence sound transmission of acoustical materials based on the transfer matrix method."
 - [29] Z. Tao and A. F. Seybert, "A review of current techniques for measuring muffler transmission loss."
 - [30] M. L. Munjal and A. G. Doige, "Theory of a two source-location method for direct experimental evaluation of the four-pole parameters of an aeroacoustic element," vol. 141, no. 2, pp. 323–333.
 - [31] C. Morris, "War needs inspire siren design,"
 - [32] "Chrysler-bell victory siren requires less critical materials,"
 - [33] R. C. Jones, "A fifty horsepower siren," vol. 18, no. 2, pp. 371–387.
 - [34] C. H. Allen and B. G. Watters, "Siren design for producing controlled wave form with amplitude modulation," vol. 31, no. 4, pp. 463–469.
 - [35] C. H. Allen and B. G. Watters, "Siren design for producing controlled wave forms at high intensities," vol. 31, no. 2, pp. 177–185.
 - [36] W. A. Meyer, "Theoretical analysis of the performance of an air-modulated speaker," vol. 45, no. 4, pp. 957–965.
 - [37] J. Laumonier, "Etude d'un dispositif de contrôle actif des fluctuations de débits pulsés utilisable comme silencieux."
-

-
- [38] L. Hardouin, P. Micheau, J. Tartarin, and J. Laumonier, “An anti pulsatory device used as an active noise control system in a duct,” pp. 189–198.
 - [39] J. Drant, P. Micheau, and A. Berry, “Experimental demonstration of acoustic plane wave destructive interference in rectangular duct with a harmonic pneumatic source,” p. 6.
 - [40] A. G. Glendinning, P. A. Nelson, and S. J. Elliott, “Experiments on a compressed air loud speaker,” vol. 138, no. 3, pp. 479–491.
 - [41] L. A. Blondel and S. J. Elliott, “Electropneumatic transducers as secondary actuators for active noise control, part i : Theoretical analysis,” vol. 219, no. 3, pp. 405–427.
 - [42] L. A. Blondel and S. J. Elliott, “Electropneumatic transducers as secondary actuators for active noise control, part ii : Experimental analysis of the subsonic source,” vol. 219, no. 3, pp. 429–449.
 - [43] S. Elliott and J. Bowsher, “Regeneration in brass wind instruments,” vol. 83, no. 2, pp. 181–217.
 - [44] J. Backus and T. C. Hundley, “Harmonic generation in the trumpet,” vol. 49, no. 2, pp. 509–519.
 - [45] Vold, Crowley, and Rocklin, “New ways of estimating frequency response functions,” no. 18.
 - [46] M.-C. Pan and C.-X. Wu, “Adaptive vold–kalman filtering order tracking,” vol. 21, no. 8, pp. 2957–2969.
-

